

Interner Bericht
DESY F1-73/13
Dezember 1973

DESY-Bibliothek

15. FEB. 1974

Untersuchung der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$ mit
energiemarkierten Photonen zwischen 1.6 und 4.0 GeV in einer Streamerkammer

von

Dieter Notz

Untersuchung der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$ mit
energiemarkierten Photonen zwischen 1.6 und 4.0 GeV in einer Streamerkammer

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs für Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Dieter Notz
aus Urach/Württemberg

Gutachter: Prof. Dr. M.W. Teucher
Mitgutachter: Prof. Dr. E. Lohrmann
Tag der Annahme: 24.10.1973
Tag der mündlichen Prüfung: 14.11.1973

Zusammenfassung

In einem Streamerkammerexperiment wurde am Deutschen Elektronen-Synchrotron die Photoproduktion von Hadronen mit energiemarkierten Photonen im Energiebereich von 1.6 - 6.3 GeV untersucht. Wir beschreiben das Experiment und besprechen die erreichte Meßgenauigkeit, die mit Blaskammerexperimenten vergleichbar ist. Die Meßgenauigkeit betrug 260 μm im Raum (7 μm auf dem Film) und läßt sich durch automatisches Vermessen der Bilder auf dem HPD (Hough-Powell-Device) auf 140 μ steigern. In dieser Arbeit beschränken wir uns auf den Energiebereich von $1.6 \text{ GeV} < E_{\gamma} < 4.0 \text{ GeV}$ und geben für diesen Bereich die topologischen Wirkungsquerschnitte an.

In der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ gehen wir auf ρ^0 - und Δ^{++} -Erzeugung ein und bestimmen den Wirkungsquerschnitt für ρ^0 -Erzeugung nach dem Photon-Dissoziationsmodell von Ross-Stodolsky und nach dem Interferenzmodell von Söding. Ferner werden die Spindichtematrixelemente des ρ^0 und Δ^{++} und der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für ρ^0 - und Δ^{++} -Produktion angegeben. Im Bereich $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$ ($t =$ Viererimpulsübertrag $\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$) beobachten wir s-Kanal-cms-Helizitätserhaltung.

Die Photonenenergie ist durch Energiemarkierung auf $\pm 25 \text{ MeV}$ bekannt, so daß Reaktionen mit mehreren neutralen Teilchen von denen mit einem neutralen Teilchen abgetrennt werden können. In der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ geben wir Wirkungsquerschnitte für ω -, η -, Δ -, ρ -, assoziierte $\Delta\rho$ -Produktion an und für Reaktion $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^-$ die Wirkungsquerschnitte für Δ -, ρ - und $\Delta\rho$ -Produktion.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. <u>Einleitung</u>	1
II. <u>Experimenteller Aufbau</u>	5
1. Prinzip der Messung	5
2. Strahltransportsystem und Photonenstrahl	5
3. Energiemarkierungssystem EMS (Taggingssystem)	6
4. Triggerbedingung und Elektronik	7
5. Die Streamerkammer	9
6. Korrekturen aus der Triggerbedingung	9
7. Meßgenauigkeit	11
III. <u>Experimentelle Durchführung</u>	13
1. Datennahme	13
2. Geometrische Rekonstruktion	13
3. Kinematische Rekonstruktion	15
4. Ionisationsentscheidung	15
5. Hypothesenzuordnung	16
IV. <u>Wirkungsquerschnitte</u>	18
1. Bestimmung der topologischen Wirkungsquerschnitte	18
2. Reaktionswirkungsquerschnitte von Dreispurereignissen	19
V. <u>Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$</u>	21
1. Dalitz- und Chew-Low-Diagramm	21
2. Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d t dM$ für die Erzeugung von $\pi^+ \pi^-$ -Paaren	22
3. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für ρ^0 , Δ^{++} und Δ^0 - Erzeugung	24
4. Berechnung des ρ^0 -Wirkungsquerschnitts nach dem Inter- ferenzmodell	26
5. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d t $ für die ρ^0 -Erzeugung	28

	Seite
V. 6. Die Winkelverteilung des Zwei-Pion-Systems	28
7. Erzeugung von Vektormesonen in Rückwärtsrichtung	30
8. Δ^{++} -Produktion. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d t_{\Delta} $ und Dichtematrixelemente	32
VI. <u>Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$</u>	34
1. ω - und η -Erzeugung	34
2. ρ - und Δ -Produktion	35
VII. <u>Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^-$</u>	38
1. ρ - und Δ -Erzeugung	38
2. A_2 -Erzeugung	38
Schlußbemerkung	39
 <u>Anhang</u>	
A1 Messungen der $e^+ e^-$ -Paare auf dem HPD	41
A2 Vergleich der Messungen auf dem HPD und auf dem Vanguard	43
A3 Rechenzeit, Speicherbedarf und Effektivität	44
 Literaturverzeichnis	
 Tabellen	
 Abbildungen	

Einleitung

In dieser Arbeit wird über ein Streamerkammerexperiment berichtet, mit dem am Deutschen Elektronen-Synchrotron die Photoproduktion mit energiemarkierten Photonen im Energiebereich von 1.6 - 6.3 GeV untersucht wurde. Das Experiment wurde in Zusammenarbeit mit folgenden Instituten durchgeführt:

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen,
II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg,
Institut für Hochenergiephysik der Universität Heidelberg,
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

Es war das Ziel des Experiments, die Streamerkammer als neuartigen, triggerbaren Detektor mit voller räumlicher Akzeptanz zu verwenden und ihre Eigenschaften und Meßgenauigkeit zu untersuchen. Obwohl die Streamer eine Länge von etwa 1 cm haben, ist die Meßgenauigkeit mit der von Blaskammerexperimenten vergleichbar. Bei einer Blaskammer sind die Ereignisse über einen großen Bereich (Scanvolumen) verteilt, während sie in diesem Experiment auf das Target konzentriert sind. Die auslaufenden Spuren sind daher lang und damit ist die Meßgenauigkeit groß ($\Delta p/p \sim 1/\text{Länge}^2$.) Ferner können im Unterschied zur Blaskammer bei den Spuren Vielfachstreuung und Energieverluste im Gas vernachlässigt werden.

Zum zweiten sollte dieses Experiment Aufschluß geben über die Reaktionen mit einem neutralen Teilchen im Endzustand. Diese Reaktionen können gut von Reaktionen mit mehreren neutralen Teilchen getrennt werden, da die Photonenenergie mit einem Energiemarkierungssystem auf ± 25 MeV genau gemessen werden konnte. In dieser Hinsicht ist dieses Experiment den bisherigen Photoproduktionsexperimenten mit Blasen- und Streamerkammern überlegen.

Wir untersuchen hier die Reaktionen

$$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (2)$$

$$\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (3)$$

im Energiebereich von 1.6 - 4.0 GeV.

Diese Reaktionen wurden bereits in anderen Experimenten untersucht, wobei im wesentlichen die beiden folgenden Methoden angewandt wurden:

1. Koinzidenzexperimente

Bei Koinzidenzexperimenten werden mit Funkenkammern und Zählern zwei oder drei Teilchen nachgewiesen. Diese Experimente umfassen nur einen begrenzten Raumwinkel und können daher schwer Aussagen über Zerfallswinkelverteilungen machen. Weisen diese Experimente das Proton nach, so ergeben sich Verluste bei kleinen Impulsüberträgen, während bei Nachweis der beiden Pionen die Behandlung des Untergrundes schwierig ist. Einige Experimente der Reaktion (1) und (2) sind in (AND 69, AND 70, BOY 69, BOY 70, EIS 68, CRI 70, TAY 71) behandelt.

2. Blasen- und Streamerkammerexperimente

Bei Blasen- und Streamerkammerexperimenten werden die Impulse und Winkel aller auslaufenden geladenen Teilchen gemessen. Man erreicht eine Akzeptanz von 4π und kann bei Impulsen unter 1 GeV/c mit Hilfe der Ionisation Protonen von Pionen unterscheiden.

Photoproduktionsexperimente werden ferner in drei Klassen eingeteilt:

- a) Die Photonenergie ist unbekannt (Bremsstrahlung)
- b) Die Photonenergie ist bekannt (Energimarkierung, Annihilation, Laserlicht an beschleunigten Elektronen gestreut)
- c) Die Photonen sind polarisiert (Laserlicht an beschleunigten Elektronen gestreut, kohärente Bremsstrahlung an Diamanten).

Die folgende Übersicht enthält einige Blasen- und Streamerkammerexperimente:

		Jahr	Beschleuniger	Photonenergie (GeV)	Literatur
Cambridge Kollaboration	(B)	1967	CEA	<6 Brems	CBC 66
ABBHHM-Kollaboration	(B)	1968	DESY	<6 Brems	ABB 68,69
SLAC	(S)	1969	SLAC	<16 Brems	DAV 70
SLAC-Weizmann-Tel Aviv (SWT)	(B)	1969	SLAC	4.3, 5.25, 7.5 ±2% Annihilation	SWT 69,70, 71,72
SLAC-Berkeley-Tufts (SBT)	(B)	1969	SLAC	2.8, 4.7, 9.3 ±75, ±225, ±300 MeV Laser	SBT 69,70, 71,72,73
Dieses Experiment Aachen-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration	(S)	1969	DESY	1.6 - 6.3 Tagging ±25 MeV	AHH 72,73

(B) = Blasenammer

(S) = Streamerkammer

Die Ergebnisse dieses Experiments für Photonenenergien von 4.0 - 6.3 GeV sind bereits veröffentlicht worden (DIT 73, HEN 73, KNC 71, FAB 71, MAI 70, KRO 71, AHH 73, AHH 72, TAU 73). Es stehen also insgesamt Daten von 1.6 - 6.3 GeV zur Verfügung, so daß die Reaktionen (1) - (3) über einen kontinuierlichen Energiebereich untersucht werden können. Die Reaktionen mit fünf geladenen Teilchen werden in (GRI 73) bearbeitet.

In der Reaktion (1) spielt die Erzeugung von ρ^0 und Δ^{++} eine dominierende Rolle:



Bisherige Experimente zeigen oberhalb von $E_\gamma = 2$ GeV einen angenähert konstanten ρ^0 -Wirkungsquerschnitt, was auf diffraktive Erzeugung schließen läßt. In Experimenten mit polarisierten Photonen (SBT 72, CRI 70, SCH 72) wurde gezeigt, daß die ρ -Erzeugung über natürlichen Paritätsaustausch geht.

Die Form des ρ^0 zeigt unterhalb der Resonanzmasse eine von einer Breit-Wigner-Form abweichende Überhöhung. Dies führte dazu, daß in den ersten Photoproduktionsexperimenten für das ρ^0 eine um 40 MeV tiefere Masse erhalten wurde als in Experimenten, die geladene π -Strahlen benutzten. Es gibt mehrere Modelle zur Beschreibung des ρ^0 und je nach Modell erhält man einen anderen Wirkungsquerschnitt. Im Interferenz-Modell nach Söding (SÖD 65) interferiert das ρ^0 mit einem P-Wellen-Untergrund, während bei Ross-Stodolsky (RCS 66) ein Photon-Dissoziationsmodell benutzt wird. Vernachlässigt man "off-shell"-Effekte, so liefert der Propagator einen Faktor $(M_\rho/M_{\pi\pi})^4$, mit dem die P-Wellen Breit-Wigner-Form multipliziert werden muß. Bei (SBT 72) wurde gezeigt, daß der Exponent am Ross-Stodolsky-Faktor besser durch eine mit zunehmendem Viererimpuls $|t|$ abnehmende Funktion $n(t) = C - D|t|$ beschrieben wird.

Aus der Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 kann man auf C.M.S.-(Schwerpunktsystem) Helizitätserhaltung im s-Kanal, nicht aber im t-Kanal schließen.

Bei Erzeugung von Vektormesonen in Rückwärtsrichtung wird neben anderen Prozessen ein Nukleon ausgetauscht. Hier zeigt der Wirkungsquerschnitt einen Abfall mit s (= Quadrat der Schwerpunktsenergie) wie $\sigma \sim a \cdot s^{-b}$, wobei b etwa 3 beträgt (TOM 70).

Im Gegensatz zum ρ^0 -Wirkungsquerschnitt fällt der Wirkungsquerschnitt des Δ^{++} mit zunehmender Photonenenergie. Bei Δ^{++} haben wir auf Grund unserer Triggeranordnung Verluste von ~18 %. Wir sind daher nicht in der Lage, Modelle zur Δ^{++} -Erzeugung zu prüfen, die eine Aussage über den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|_{p \rightarrow \Delta}$ bei kleinen $|t|$ machen (OPE-Modell, Eichinvariantes CPE Modell).

Das ω -Signal dominiert in Reaktion (2). Bei kleiner Energie (2.8 GeV) tragen Einpionenaustausch und diffraktive Erzeugung zur ω -Produktion bei. Mit zunehmender Photonenenergie (9.3 GeV) kann der Einpionenaustausch vernachlässigt werden. In SBT 72/2 wurde gezeigt, daß bei 9.3 GeV der Beitrag der unnatürlichen Parität mit Null verträglich ist.

In den Reaktionen (2) und (3) beobachten wir einfache und assoziierte Erzeugung von ρ und Δ . Die assoziierte Erzeugung von geladenen ρ 's kann nicht diffraktiv verlaufen, da mindestens ein geladenes π ausgetauscht werden muß. Der Wirkungsquerschnitt fällt mit zunehmender Energie wie $\sigma \sim E^{-a}$, wobei $a \sim 2$ beträgt.

Im ersten Teil der Arbeit wird der Aufbau des Experiments und die Durchführung der Messungen besprochen. Wir gehen insbesondere auf den Trigger und die Elektronik ein und behandeln die durch die Zähleranordnung hervorgerufenen Korrekturen. Die Auswertung der Bilder verläuft ähnlich wie bei einem Blasenkammerexperiment.

In Kapitel IV - VII geben wir die topologischen Wirkungsquerschnitte für Drei- und Fünfspurereignisse an und behandeln dann die Eigenschaften der Reaktionen (1) bis (3).

Im Anhang zeigen wir den Meßablauf und vergleichen die Meßgenauigkeit zwischen automatischer (HPD) und konventioneller (Meßprojektoren der Firma Vanguard) Meßmethode.

II. Experimenteller Aufbau

II.1 Prinzip der Messung

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 1 zu sehen. Positronen mit einer Energie E_0 ($E_0 = 6.5 \text{ GeV}, 4.3 \text{ GeV}, 3.5 \text{ GeV}$ bzw. 2.9 GeV) und einem Impulsband von $\frac{\Delta p}{p} = 0.5 \%$ werden am Ende des Strahltransportsystems in einem Konversionstarget abgebremst und erzeugen Bremsstrahlung. Die Energie E' der abgebremsten Positronen wird mit Hilfe eines Magneten und eines Zählerhodoskopes (Energie-markierungssystem EMS, Taggingssystem) gemessen, so daß die Energie der Photonen E_γ über die Beziehung

$$E_\gamma = E_0 - E'$$

bekannt ist.

Die Photonen treffen dann auf ein Wasserstofftarget, das in einer Streamerkammer untergebracht ist und können dort mit den Protonen wechselwirken (Abb. 1c). Die Streamerkammer befindet sich in einem Magnetfeld von 21 kG (bzw. 17.3 kG im 4. Abschnitt des Experiments). Eine einfache Zähleranordnung selektiert hadronische Ereignisse, während elektromagnetische Ereignisse, die etwa 200 mal häufiger auftreten, durch Veto-Zähler unterdrückt werden. Der Schauerzähler S zählt die Photonen, die keine Reaktion gemacht haben. Die Ereignisse werden mit drei Kameras fotografiert und dann, wie bei einem Blasenkamerexperiment, durchgemustert, vermessen und analysiert. Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die Anzahl der zur Verfügung stehenden Bilder in den verschiedenen Energiebereichen.

II.2 Strahltransportsystem und Photonenstrahl

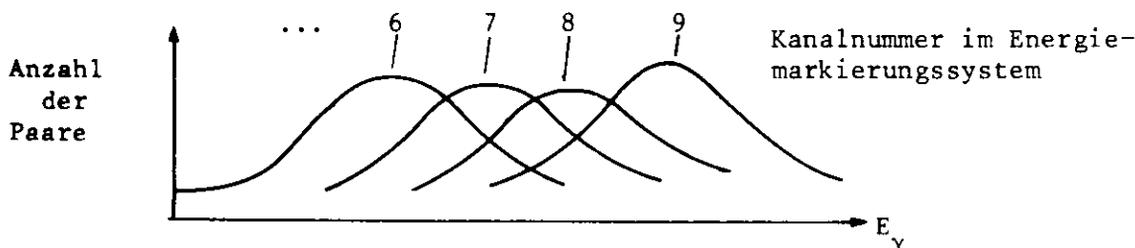
Die im Synchrotron beschleunigten Elektronen werden am Ende des Beschleunigungszyklus auf ein internes Tantaltarget gelenkt (Beam Bump) und erzeugen dort Bremsstrahlung, die in einem zweiten Konversionstarget Elektron-Positron-Paare erzeugt. Das nun folgende 55 m lange Strahltransportsystem (Abb. 1) transportiert Positronen bestimmter Energie mit einem Impulsband von $\frac{\Delta p}{p} = 0.5 \%$ dispersionsfrei auf ein 1.2 mm (1% Strahlungslänge) dickes Aluminiumtarget (Radiator). Die Positronen werden abgebremst, während die erzeugten Photonen weiter zum Reaktionstarget fliegen. Die Photonenintensität liegt im Mittel bei $4000 \gamma^*/\text{sec}$, wobei γ^* die Anzahl der energiemarkierten Photonen angibt, während der tatsächliche Photonenfluß wegen

des Bremsspektrums sehr viel höher ist. Die mittlere Pulslänge (Spill) betrug 2 msec, die Größe des Strahls am Wasserstofftarget etwa 2 cm Durchmesser (Abb. 3).

II.3 Energiemarkierungssystem EMS (Taggingssystem)

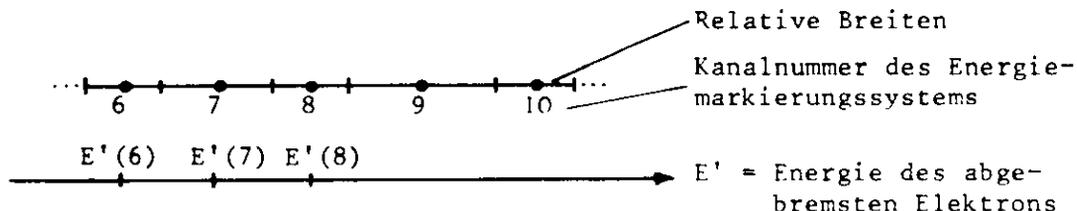
Das Energiemarkierungssystem (Abb. 1) besteht aus einem Magneten mit C-förmigem Joch (C-Magnet) und einem Zählerhodoskop aus 12 Zählern mit zugehörigen Koinzidenzzählern, so daß insgesamt 23 Energiebereiche (Kanäle) entstehen. Aus der Geometrie und dem Magnetfeld kann die Energie des abgebremsten Positrons berechnet werden. Da die genaue Vermessung schwierig ist und die Strahllage zu verschiedenen Energieeinstellungen unterschiedlich ist, haben wir das Energiemarkierungssystem mit Hilfe von Elektron-Positron-Paaren geeicht (HEN 73, MAI 70), die in der Streamerkammer durch Abändern der Triggerbedingung fotografiert und anschließend vermessen wurden.

Aus diesen Messungen kann die Photonenergie bestimmt werden und mit der Kanalnummer des Energiemarkierungssystems verglichen werden. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 4 zu sehen. Man erkennt deutlich, daß die Meßgenauigkeit nicht ausreicht, um die Kanalbreiten und -mitten zu bestimmen:



Bei hoher Meßgenauigkeit sollten die Kurven für jeden Kanal etwa rechteckig sein.

Zur genauen Ermittlung der Kanalmitten sind wir folgendermaßen vorgegangen: Aus Messungen der Akzeptanz (= Anzahl der energiemarkierten Photonen eines Kanals/Gesamtzahl aller energiemarkierten Photonen) und dem Bremsspektrum sind die relativen Breiten der Kanäle untereinander bekannt:



Die Zuordnung der Kanalmitten zur Photonenergie wird in einem Anpassungsverfahren durch Variation der Parameter $E'(1)$ (= Energie des abgebremsten Elektrons in Kanal 1) und $\Delta = E'(23) - E'(1)$ so bestimmt, daß die Abweichungen der Photonenergie aus den Paarmessungen und $E_0 - E'(K)$ minimalisiert wurden. Aus den $E'(K)$

wurden dann die Kanalbreiten bestimmt. Die Tab. 2 zeigt die Ergebnisse der Eichung für drei Primärenergien von $E_0 = 4.3, 3.5$ und 2.9 GeV. Die Energieauflösung beträgt im Mittel ± 25 MeV.

Neben der Bremsstrahlung im Radiator gibt es noch weitere Prozesse, die im Energiemarkierungssystem gezählt werden, zu denen es entweder ein Photon falscher Energie oder überhaupt kein Photon gibt (NAR 68). Ein Maß für die Häufigkeit solcher Prozesse stellt der Tagging-Wirkungsgrad dar, definiert als

$$\text{Tagging-Wirkungsgrad} = \frac{\text{Zählrate energiemarkierter Photonen (TAG} \cdot \text{S)}}{\text{Zählrate des Energiemarkierungssystems (TAG)}}$$

Dieser Tagging-Wirkungsgrad betrug etwa 92 %. Es ist notwendig, die Untergrundprozesse weitgehend zu unterdrücken, da sonst eine falsche Photonenergie gemessen wird oder, falls kein Photon entsteht, die Zahl der zufälligen Koinzidenzen ansteigt (s. II.4).

Zu den Untergrundprozessen tragen bei:

1. Doppelbremsstrahlung
2. Direkte Paarerzeugung (Tridents)
3. Anstoßelektronen
4. Sekundäre Paarerzeugung
5. Sekundäre Comptonstreuung

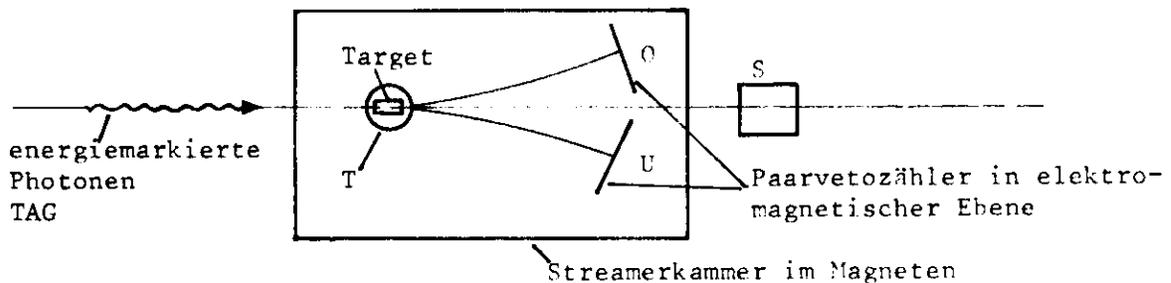
Bei den Prozessen 2,3 und 4 entsteht kein Photon, bei den anderen ein Photon mit falscher Energiezuordnung. Die Vetoähler V in Abb. 1 sollen die Prozesse unterdrücken, bei denen ein Elektron entsteht und einen Vetoähler gegenüber dem Energiemarkierungssystem trifft (2,3,4,5). Wegen des Auftretens von Anstoßelektronen wurde ein Positronenstrahl benutzt, da dieser Prozeß sich dann leicht unterdrücken läßt. Ist die Energie des erzeugten Elektrons so klein, daß es die Vetoähler nicht erreicht, wird das Energiemarkierungssystem von zwei Positronen getroffen. Diese Ereignisse werden in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt (etwa 0.5 %). Bei hinreichend unterschiedlicher Energie der beiden Positronen werden die Vetoähler neben dem Energiemarkierungssystem wirksam.

II.4 Triggerbedingung und Elektronik

Die Photonen durchlaufen das Wasserstofftarget und gelangen, wenn sie nicht wechselwirken, in einen Sandwich-Schauerzähler S (11 Strahlungslängen). Ein Zylinder (T) aus Szintillatormaterial (5.4 cm Durchmesser, 5 mm Wandstärke) umgibt das

Wasserstofftarget (3.8 cm lang, 2.6 cm Durchmesser). Dieser Zylinder dient als Vakuumbehälter für das Wasserstofftarget und als Triggerzähler für auslaufende geladene Spuren und ist am Strahleintritt mit einem Fenster aus Mylar-Folie versehen (Abb. 1c).

Bei Reaktionen von Photonen am Wasserstoff entstehen neben den Hadronen etwa 200 mal häufiger e^+e^- -Paare. Diese werden unter kleinen Winkeln erzeugt und ihr Wirkungsquerschnitt fällt mit θ^{-4} . Durch das Magnetfeld werden die e^+e^- -Paare in der "elektromagnetischen" Ebene abgelenkt und durch die Paarvetozähler (O,U) (Abb. 1c) unterdrückt.



Wir können nun unsere Triggerbedingungen formulieren mit

- TAG = Energiemarkungssystem EMS
- T = Targetzylinder als Szintillationszähler
- O, U = Paarvetozähler oben und unten
- S = Schauerzähler

- 1) Der Photonenfluß wird gezählt im Schauerzähler. Da aber nur die Photonen für Ereignisse zugelassen werden, deren abgebremste Positronen im EMS registriert werden, verlangen wir:

$$\text{Photonfluß} = \text{TAG} \cdot S$$

- 2) Bei hadronischen Ereignissen muß neben dem EMS auch der Targetzähler T angesprochen haben. Da wir keine e^+e^- -Paare auf den Bildern haben wollen, verlangen wir für hadronische Ereignisse

$$\text{Hadron} = \text{TAG} \cdot T \cdot (\overline{O + U}) \cdot \overline{S}$$

- 3) Zur Eichung des EMS und zur Messung der Strahlrichtung und -divergenz (s. Kap. II.3, III.2) werden symmetrische e^+e^- -Paare aufgenommen.

$$e^+e^- \text{-Paare} = \text{TAG} \cdot T \cdot O \cdot U$$

Abb. 5a zeigt die benutzte Elektronik des Energiemarkierungssystems mit den Vetozählern. Die Information für die Photonenenergie wird in Flip-Flop-Registern gespeichert, wenn ein Ereignis stattgefunden hat, anschließend von einer Rechen-

maschine PDP8 ausgelesen und zusätzlich auf dem Film gespeichert. Die hohe Einzelrate der Vetoähler kann nicht direkt als Veto für das Energiemarkierungssystem benutzt werden, da bei Antikoinzidenz wegen der Pulslänge des Vetosignals die verarbeitete Frequenz kleiner als bei Koinzidenz ist. Wir verlangen daher zunächst Koinzidenz mit dem EMS und machen mit diesem Signal die Antikoinzidenz. Abb. 5b zeigt die Elektronik für den hadronischen Trigger. Für die Paar-Vetoähler U und O und für den Schauerzähler werden, da diese in Antikoinzidenz arbeiten, totzeitlose Diskriminatoren verwendet. Um die Rauschrate des Targetzählers zu verringern, wurde der Lichtleiter des Targetzählers geteilt, so daß von zwei Photomultipliern (T1 und T2) Koinzidenz verlangt werden konnte.

II.5 Die Streamerkammer

Die Streamerkammer enthält das Wasserstofftarget und ist $100 \times 60 \times 32 \text{ cm}^3$ groß. Ihr Aufbau ist in Abb. 1c zu sehen. Das Gehäuse ist aus Plexiglas und glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) aufgebaut. Die rückwärtige Elektrode besteht aus einer antimagnetischen Edelstahlplatte, auf der die Meßmarken untergebracht sind.

Die Mittel- und Frontelektrode ist aus einem Drahtgeflecht ($0.3 \text{ mm } \emptyset$ in 2 mm Abstand bzw. $0.5 \text{ mm } \emptyset$ in 5 mm Abstand) mit 75% Lichtdurchlässigkeit aufgebaut.

Gefüllt ist die Kammer mit einem Neon-Helium-Gemisch (70% Ne, 30% He). Durch Zusatz von elektronegativem SF_6 wird die Gedächtniszeit von 200 μsec auf 1.6 μsec verkürzt. Nachdem die Elektronik ein Ereignis erkannt hat, wird an die Mittelelektrode ein Hochspannungspuls von 400 kV und 10 nsec Länge angelegt. Der Puls wird von einem 10-stufigen Marxgenerator durch Hintereinanderschalten von aufgeladenen Kondensatoren erzeugt und dann von einem Pulsformer, dem sog. Blumlein, auf seine kurze Länge gebracht.

Einzelheiten über die Streamerbildung und ihre Vermessung ist in (ALI 63, LAD 70, DIT 73, YOU 67, ECK 72) beschrieben. In Abb. 2 zeigen wir zwei typische Streamerkammerereignisse.

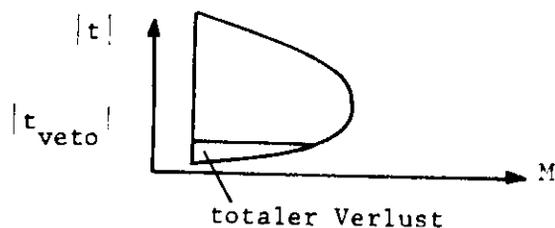
II.6 Korrekturen aus der Triggerbedingung

Durch die Triggerbedingung hat die Apparatur nicht die volle 4π -Akzeptanz. An den Ereignissen müssen daher Korrekturen angebracht werden. Wir unterscheiden im wesentlichen drei Arten der Korrekturen:

1. Hadronische Ereignisse werden durch die Paarvetozähler unterdrückt, wenn diese von einer geladenen Spur getroffen werden. Auf solche Verluste wird korrigiert, indem die vorhandenen Ereignisse um die Strahlachse gedreht werden. Dabei wird die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet, mit der ein Paarvetozähler getroffen wird (KNO 71). Die Verluste liegen in der Größenordnung von 15-20 % und variieren mit der Anzahl der Spuren. Ereignisse mit Spuren, die auf die Kameras oder auf die Targethalterung gerichtet sind, gehen wegen schlechter Meßbarkeit (Funkenentladung, Flare) verloren und die Verluste werden ebenfalls korrigiert.
2. Ist bei einem Ereignis der Impuls einer Spur größer als 1 GeV bzw. 500 MeV im 4. Abschnitt und der Erzeugungswinkel Θ kleiner als 2° , so treffen diese Ereignisse immer die Vetozähler (totales Veto) und gehen für die Analyse verloren. Es ist bei diesen Ereignissen daher nicht möglich, einen Gewichtsfaktor anzubringen. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wird auf diese Verluste korrigiert, indem man alle Ereignisse über $\cos\Theta$ (Θ = Erzeugungswinkel) aufträgt und dann nach $\Theta = 0$ extrapoliert. Die Verluste betragen etwa 1 bis 3 % und sind bei Zweispurereignissen am größten.

Die totalen Verluste treten in speziellen kinematischen Bereichen auf und müssen daher jeweils unterschiedlich behandelt werden. Beim differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ (t = Viererimpulsübertrag), treten bei kleinem t Verluste auf. Bei $t = t_{\min}$ fliegt ein Teilchen in der Richtung des Photonenstrahls weiter, wird in der "elektromagnetischen" Ebene abgelenkt und trifft die Paarvetozähler. Bei festen Abmessungen der Paarvetozähler gehen alle Ereignisse mit $|t| < |t_{\text{veto}}|$ verloren. Mit zunehmender Photonenenergie wird $|t_{\min}|$ kleiner, während $|t_{\text{veto}}|$ ansteigt, so daß die Korrekturen mit der Photonenenergie ansteigen.

Bei Untersuchung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dM$ treten totale Verluste nur bei kleineren Massen auf, wie man leicht aus dem Chew-Low-Diagramm ablesen kann.



3. Ereignisse, bei denen ein geladenes Teilchen (meist das Proton) im Target oder Szintillator steckenbleibt, werden falsch zugeordnet, wenn bei dem Prozeß noch weitere neutrale Teilchen entstehen (aus $\gamma p \rightarrow p^+ \pi^- \pi^0$ wird ein 2-Prong-NoFit). Die Korrektur wird wie unter Punkt 2) behandelt.

Die unter Punkt 2) und 3) genannten Verluste können nur modellabhängig behandelt werden und geben je nach Extrapolation (z.B. für $d\sigma/dt \sim e^{-B|t|} \frac{1}{|t|} \dots$) unterschiedliche Ergebnisse. Diese Unsicherheit wird im später angegebenen Fehler berücksichtigt.

Da die Korrekturen je nach Ereignistyp unterschiedlich sind, ist die Anzahl der Ereignisse dem Wirkungsquerschnitt nicht direkt proportional.

II.7 Meßgenauigkeit

Wie bereits erwähnt, war es ein Ziel dieses Experimentes, die erreichbare Meßgenauigkeit in der Streamerkammer zu untersuchen und mit Blaskammerexperimenten zu vergleichen. Die geometrische Rekonstruktion der Ereignisse ist bei (DIT 73) genau beschrieben, so daß wir auf diese Prozedur hier nicht näher eingehen werden. Als Maß für die Güte der Messung wird im Geometrieprogramm THRESH (CER 68) die Varianz der Spuranpassung σ (residual) bestimmt. Es wurden dabei die Abstände der Messungen von der angepaßten Schraubenlinie in die Filmebene zurückprojiziert und gemittelt ($\sigma^2 = \sum d_i^2 / (n-5)$.) Bei Messung auf konventionellen Meßprojektoren der Firma Vaguard ergibt sich eine mittlere Varianz von $\sigma = 6.6 \mu\text{m}$ auf dem Film. Dies liegt in der gleichen Größenordnung wie bei Blaskammerexperimenten. Ein Teil der $e^+ e^-$ -Paare wurde automatisch auf einem HPD (Hough-Powell-Device) vermessen. Auf diese Messungen gehen wir im Anhang noch näher ein. Das Residual war bei den HPD-Messungen mit $3.2 \mu\text{m}$ deutlich kleiner als bei der konventionellen Messung.

Im Filterprogramm des HPD werden etwa 8-10 Digitisierungen einer Spur zu einem Masterpunkt zusammengefaßt und dann 5-10 Masterpunkte pro Spur ausgegeben. Die Anzahl der Meßpunkte je Spur bei den Meßprojektoren ist in der gleichen Größenordnung, nur ist hier der Meßpunkt nicht aus mehreren Spurpunkten "zusammengesetzt". Berücksichtigen wir noch den Verkleinerungsfaktor 1:40 der Abbildung, so liegt die Meßgenauigkeit im Raum bei $260 \mu\text{m}$ bzw. $140 \mu\text{m}$ für die konventionelle bzw. automatische Messung.

Die Fehler für die Spurparameter Impuls p , Neigungswinkel λ und Projektionswinkel ϕ (Definition s. III.2) hängen neben der Varianz σ noch ab von der Länge der Spur L und vom Magnetfeld H (BUT 67)

$$\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{p \cdot \sigma}{H \cdot L^2 \cos \lambda}$$

$$\Delta \phi \sim \frac{\sigma}{L \cdot \cos \lambda}$$

$$\Delta \lambda \sim \frac{\sigma \cdot \cos \lambda}{L}$$

In diesem Experiment ist der Vertex der Ereignisse durch das Target in der Streamerkammer festgelegt. Dadurch sind die Spuren im Mittel länger als bei Blasenkamerexperimenten, bei denen sich die Ereignisse über einen großen Bereich (Scanvolumen) erstrecken.

III. Experimentelle Durchführung

III.1. Datennahme

Da das Energiemarkierungssystem nur einen Bereich von 2 GeV überstreicht, wir aber insgesamt Ereignisse mit E_γ von 1.6 - 6.3 GeV untersuchen wollen, wurde das Experiment in vier Abschnitten mit verschiedenen Positronenenergien E_0 von

- 1) $E_0 = 6.5$ GeV ergibt 4.1 GeV $< E_\gamma < 6.3$ GeV
- 2) $E_0 = 4.3$ GeV " 3.1 GeV $< E_\gamma < 4.0$ GeV
- 3) $E_0 = 3.5$ GeV " 2.3 GeV $< E_\gamma < 3.2$ GeV
- 4) $E_0 = 2.9$ GeV " 1.6 GeV $< E_\gamma < 2.6$ GeV

durchgeführt. Tabelle 1 enthält weitere Information über die Anzahl der aufgenommenen und gemessenen Bilder. Während des Experiments wurden die Zählraten und Zählerinformationen in den Rechner (PDP8) eingelesen und kontrolliert.

III.2 Geometrische Rekonstruktion

Die Auswertung der Filme ist näher beschrieben bei (FAB 71, DIT 73, KNO 71). Wir fassen hier die wichtigsten Abschnitte kurz zusammen.

Die Bilder wurden an Meßprojektoren durchgemustert und Ereignisse mit Gesamtladung $Q = 0$ und 1 der auslaufenden Spuren wurden gemessen. Bei Ereignissen mit $Q = 0$ ist ein positives Teilchen (meist ein Proton) im Target oder Szintillatormaterial des Targetzählers steckengeblieben. Diese verlorene Spur kann bei Ereignissen ohne neutrale Teilchen aus der Kinematik rekonstruiert werden. Wir verlieren etwa 1 % der Ereignisse mit 2 und 3 Spuren, bei denen ein π^- steckenbleibt und sich $Q = 2$ ergibt.

Anschließend werden die Ereignisse mit dem Programm THRESH (CER 68) räumlich rekonstruiert.

Wir definieren folgendes Koordinatensystem:

- x zeigt in Richtung des Photonstrahls
- y zeigt nach oben
- $z = x \times y$ zeigt in Richtung auf die Kameras.

Zu jeder geladenen Spur berechnet THRESH den Impuls P, den Dipwinkel λ (Winkel zwischen Spur und xy-Ebene) und den Projektionswinkel ϕ (Winkel zwischen

x-Richtung und der Projektion der Spur in die xy-Ebene).

Diese Größen hängen mit den kartesischen Koordinaten folgendermaßen zusammen:

$$P_x = |\vec{P}| \cdot \cos\lambda \cdot \cos\phi$$

$$P_y = |\vec{P}| \cdot \cos\lambda \cdot \sin\phi$$

$$P_z = |\vec{P}| \cdot \sin\lambda$$

Der nicht sichtbare Vertex wird aus den gemessenen Spuren rekonstruiert. Das dabei angewandte Minimalisierungsverfahren ist bei (MAI 70) beschrieben.

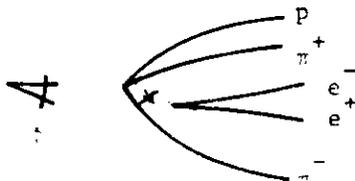
Das Programm GEODEC (DIT 70) prüft das Ereignis nach folgenden Kriterien:

- 1) Ladung muß 0 oder 1 sein.
- 2) Die Kanalnummer für das Energiemarkierungssystem muß zwischen 1 und 23 liegen.
- 3) Es werden Wasserstoffereignisse von Szintillatorereignissen getrennt (Abb.3).
- 4) Ereignisse mit Spuren, die in THRESH nicht rekonstruiert werden konnten oder zu große Winkel- und Impulsfehler haben, werden zurückgewiesen und noch einmal gemessen. (Nachmeßrate nach der ersten Messung 5.5 %).
- 5) Ereignisse mit zu großen Vertexfehlern werden zurückgewiesen: (~2 % für Wasserstoff + Szintillatorereignisse). Dies sind zum Teil Ereignisse mit seltsamen Teilchen, die innerhalb des Targets zerfallen und daher keine gute Vertexrekonstruktion ermöglichen.
- 6) Auf 0.4 % der Bilder befinden sich Spuren in Vorwärtsrichtung, die wahrscheinlich aus e^+e^- -Paarerzeugung stammen. Es werden Spuren als Elektronen bezeichnet, wenn

$$\lambda_e - 3\Delta\lambda_e < \lambda < \lambda_e + 3\Delta\lambda_e \quad , \quad \lambda_e = -7.3 \text{ mrad}, \Delta\lambda_e = 4 \text{ mrad}$$

$$\phi_e - 3\Delta\phi_e < \phi < \phi_e + 3\Delta\phi_e \quad , \quad \phi_e = -7.0 \text{ mrad}, \Delta\phi_e = 20 \text{ mrad}$$

gilt, wobei die Daten für λ_e und ϕ_e aus den Messungen der e^+e^- -Paare genommen werden. Die Meßgenauigkeit für ϕ beträgt ~2 mrad. Es muß aber ein großes ϕ benutzt werden, da für das Hadronereignis und die Elektronenespur derselbe Vertex angenommen wird.



7) Die Ereignisse werden nun für die kinematische Rekonstruktion vorbereitet. Da die Teilchen beim Durchgang durch die Szintillationszähler Energie verlieren, müssen diese Verluste wieder korrigiert werden. Dabei wird folgendes Verfahren benutzt:

In den verschiedenen Medien (Wasserstoff, Nuplex) werden die Weglängen berechnet und aus Impuls-Reichweite-Tabellen (TRO 66) wird der Impulsverlust bestimmt. Der Impuls wird entsprechend vergrößert, und zwar wird für ein negatives Teilchen ein π^- und für ein positives Teilchen ein π^+ und ein p angenommen. Aus den Weglängen werden ferner die Vielfachstreuwinkel berechnet und zur Hälfte zu den Meßfehlern der Winkel addiert.

III.3. Kinematische Rekonstruktion

Mit dem CERN Programm GRIND (CER 68) werden die Ereignisse kinematisch rekonstruiert. Das Photon gilt als vollständig gemessen, da die Energie aus dem Energiemarkierungssystem und die Richtung aus der e^+e^- -Messung bekannt sind. Es werden die möglichen Massenzuordnungen (Hypothesen) geprüft. Eine Hypothese wird akzeptiert, wenn die χ^2 -Wahrscheinlichkeit $p(\chi^2)$ größer ist als 0.01. Für Hypothesen ohne neutrale Teilchen erhalten wir vier Zwangsbedingungen (4C-Fit), sofern alle Spuren gemessen werden. Fehlt eine Spur, so kann diese rekonstruiert werden (1C-Fit bei Ereignissen ohne neutrale Teilchen und einer geraden Anzahl gemessener Spuren). Bei Hypothesen mit einem neutralen Teilchen ist kein Fit möglich (No-Fit). Daneben gibt es noch Ereignisse, bei denen von einer Spur nur die Winkel, nicht aber der Impuls bestimmt werden konnte, weil der Radius zu groß war. Dies ergibt dann Hypothesen mit drei bzw. null Zwangsbedingungen (3C- bzw. 0C-Fits). In Abb. 6 zeigen wir die Verteilungen der fehlenden Masse MM^2 für die 4C- und 1C-Hypothesen. Diese Verteilungen enthalten noch alle mehrdeutigen Hypothesen. Die Massenauflösung ist hinreichend, um Hypothesen mit einem zusätzlichen π^0 mit großer Wahrscheinlichkeit auszuschließen. Die Pfeile in Abb. 6 bezeichnen die Schwelle für solche Hypothesen.

III.4. Ionisationsentscheidung

31 % der Ereignisse, die in GRIND eine Hypothese gegeben haben, waren mehrdeutig. Ein 4C-Fit ist z.B. mehrdeutig, wenn die Impulse von p und π^+ bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ übereinstimmen. Durch höhere Meßgenauigkeit (z. B. bei Messung mit dem HPD) könnte die Anzahl der mehrdeutigen Hypothesen verringert werden.

Durch die Ionisationsbestimmung ist es möglich, einer Spur auf Grund ihrer unterschiedlichen Schwärzung ein Proton oder π^+ zuzuordnen, wenn ihr Impuls $P < 1 \text{ GeV}$ und der Dipwinkel $\lambda < .85 \text{ rad}$ ist.

Am Scantisch wurden die Ereignisse noch einmal durchgemustert und die Schwärzung der Spuren subjektiv in eine der vier Klassen eingeteilt:

0 = minimal ionisierend	: $0 \leq I \leq 2.0$
1 = stärker als 0, aber Lücken	: $1.2 \leq I \leq 10.0$
2 = dünn, ohne Lücken	: $3.5 \leq I \leq 12.0$
3 = dick, ohne Lücken	: $8.0 \leq I \leq \infty$

wobei (KRO 71) für I folgende Beziehung angibt:

$$I = (1.7 \cdot 0.7^n \cdot \beta^2 \cdot \cos^3 \lambda)^{-1}, \quad \beta = v/c$$

$$n = 0 \text{ bzw. } 1 \text{ für } \lambda < 0.1 \text{ rad bzw. } \lambda > 0.1 \text{ rad.}$$

(Wegen der Mittelelektrode erscheinen Spuren mit $\lambda < 0.1$ schwächer als mit $\lambda > 0.1$.)
Nach der Ionisationsentscheidung waren noch 14 % der Hypothesen mehrdeutig.
Tabelle 3 zeigt die mehrdeutigen Hypothesen bei Zwei- und Dreispurereignissen vor und nach der Ionisationsentscheidung. Von den Ereignissen ohne Hypothesen (Nofit) blieben 31 % bei 2 GeV bis 45 % bei 3.5 GeV mehrdeutig.

III.5. Hypothesenzuordnung

Neben den bisher geschilderten Verfahren müssen die Ereignisse die folgenden Kriterien erfüllen:

1. Eine Hypothese wird akzeptiert, wenn die χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2) > 1\%$ ist.

2. Bei einem 4C-Fit:

$$|MM^2| < 3 \Delta MM^2$$

3. Bei einem 1C-Fit:

$$|MM^2 - M_{\pi^0}^2| < 2 \Delta MM^2 \text{ für } \pi^0\text{-Hypothese}$$

$$\text{bzw. } |MM^2 - M_n^2| < 2 \Delta MM^2 \text{ für } n\text{-Hypothese}$$

4. Bei Nofit:

$$|MM^2 + 2 \Delta MM^2| > (2M_{\pi^0})^2 \text{ für Hypothesen mit mehreren } \pi^0$$

$$|MM^2 + 2 \Delta MM^2| > (M_n + M_{\pi^0})^2 \text{ für Hypothesen mit } n \text{ und } \pi^0$$

Dabei bedeutet $MM^2 = \Sigma E^2 - \Sigma p_x^2 - \Sigma p_y^2 - \Sigma p_z^2 = (\text{Missing Mass})^2$.

5. Bei 4C-Fits, bei denen eine Spur nicht gemessen ist, muß der angepaßte Impuls so klein sein, daß das Teilchen im Szintillationszähler absorbiert wird:

$$\left. \begin{array}{l} P < 200 \text{ MeV für angepaßte } \pi^+ \\ P < 300 \text{ MeV für angepaßte } p \end{array} \right\} \text{ wenn } \lambda < .72 \text{ rad}$$

Ist $\lambda > 0.72$ rad dann kann eine Spur in die Targethalterung gehen, so daß hier der Impuls nicht überprüft wird.

Die noch verbleibenden mehrdeutigen Ereignisse werden nach folgendem Verfahren einer Reaktion zugeordnet:

1. Ein 4C-Fit wird einem 1C-Fit vorgezogen.
2. Bei mehreren 4C-Fits wird derjenige benutzt, dessen fehlende Masse am kleinsten ist.
3. Bei mehreren 1C-Fits Hypothesen wird diejenige benutzt, bei der

$$|MM^2 - M_{\pi^0}^2| / \overline{\Delta MM}_{\pi^0} \quad \text{bzw.} \quad |MM^2 - M_n^2| / \overline{\Delta MM}_n$$

am kleinsten ist, mit ΔMM = mittlerer Fehler der Reaktion. Der Fehler dieses Verfahrens wurde bei π^0 -Hypothesen zu 3 % und bei n-Hypothesen zu 5 % bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse abgeschätzt (DIT 73).

Es bleiben noch 0C-Fit Hypothesen und Nofits mehrdeutig.

Die so erhaltenen ungewichteten und gewichteten Ereigniszahlen sind für Drei- und Fünfspurereignisse in Tabelle 4 zusammengefaßt.

IV. Wirkungsquerschnitte

IV.1. Bestimmung der topologischen Wirkungsquerschnitte

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benötigen wir drei Größen:

1. Die Targetkonstante

$$F = \frac{\text{Atomgewicht}}{\text{Dichte} \cdot \text{Länge} \cdot \text{Avogadrozahl}}$$

Die Länge beträgt 3.8 cm, die Dichte $\rho_H = 0.0699 \text{ g/cm}^3$ ist bekannt, da das Wasserstofftarget bei Siedetemperatur betrieben wurde und der Druck bekannt war.

2. Die Anzahl der energiemarkierten Photonen N_γ^* ist durch die Zählrate TAG-S gegeben.
3. Die Anzahl der Ereignisse N_{ev} . Diese Zahl wird durch Auszählen der Ereignisse auf dem Film bestimmt. Dazu wird ein Teil der Filme zweimal unabhängig durchgemustert und bei einem Vergleich wird abgeschätzt, wieviele Ereignisse bei einmaligem Durchmustern verloren gehen. Auf diese Verluste wird dann korrigiert. Die Verluste durch fehlerhaftes Durchmustern lagen unter 1 %.

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann zu

$$\sigma = F \cdot \frac{N_{ev}}{N_\gamma^*}$$

Wir können den Wirkungsquerschnitt nur für Ereignisse mit mehreren geladenen Spuren angeben, da bei Einspurereignissen eine Vertexrekonstruktion nicht möglich ist. Es werden durch einen Vertexschnitt nur die Ereignisse benutzt, deren Vertex im Wasserstofftarget liegt (Abb. 3). Der Photonenfluß muß ebenfalls korrigiert werden, da ein Teil der Photonen nicht das Target durchläuft. Aus der Verteilung der Ereignisse im Szintillatorzylinder wurde der Anteil der Photonen bestimmt, der das Wasserstofftarget durchquert (Abb. 3). Die Behandlung der anderen Korrekturen, wie z.B. Berücksichtigung der Totzeit der Elektronik und die systematischen Fehler wurden in (KNO 71) bearbeitet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5b zusammengefaßt und von J. Knobloch (KNO 72) berechnet worden.

Die systematischen Fehler und ihre Korrekturen betragen im einzelnen:

Gesamtladung ≥ 2	$3 \pm 1 \%$	Targetkonstante	$\pm 1 \%$
Musterungsverluste	1 %	Doppelbremsstrahlung	$6 \pm 1 \%$
Vetogewicht $\omega > 2^0$	$16 \pm 2 \%$	Fluß nicht durchs Target	$19 \pm 3 \%$
Totales Veto $\omega < 2^0$	$2 \pm 2 \%$		

Da die Wirkungsquerschnitte große systematische Fehler aufweisen, haben wir für die weitere Analyse die Wirkungsquerschnitte normiert. Der totale Wirkungsquerschnitt ist in mehreren Experimenten mit hoher Genauigkeit bestimmt worden (SBT 69, SBT 73, MEY 70, CAL 70, ARM 71, JOO 70, HIL 68).

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich gut durch folgende Funktion beschreiben (DIT 73):

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma p) = 98.7 \mu\text{b} + \frac{64.9 \mu\text{b}}{\sqrt{E_{\gamma}}}, \quad E_{\gamma} \text{ in GeV}$$

Da in unserem Experiment Einspurereignisse nicht ausgewertet werden können, muß der Einspur-Wirkungsquerschnitt noch abgezogen werden, der durch (DIT 73)

$$\sigma_{\text{1-Spur}}(\gamma p) = \frac{80 \mu\text{b}}{E_{\gamma}}, \quad E_{\gamma} \text{ in GeV}$$

angenähert wurde.

Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 5a und Abb. 7 zu sehen zusammen mit Daten aus anderen Experimenten. Zu den Ereignissen mit seltsamen Zerfällen werden auch solche gezählt, die eine schlechte Vertexrekonstruktion ergaben, wobei jedoch sichergestellt ist, daß der Vertex im Targetbereich liegt. In den topologischen Wirkungsquerschnitten werden auch Ereignisse berücksichtigt, die unmeßbar sind und die Kriterien aus Abschnitt III.5 nicht erfüllen.

IV.2. Reaktionswirkungsquerschnitte von Dreispurereignissen

Wir beschränken uns im folgenden auf Reaktionen mit drei geladenen Teilchen. Fünfspurereignisse werden von M. Grimm (GRI 73) behandelt. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen

$$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (2)$$

$$\rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (3)$$

$$\rightarrow p \pi^+ \pi^- m \pi^0 \quad (m \geq 2)$$

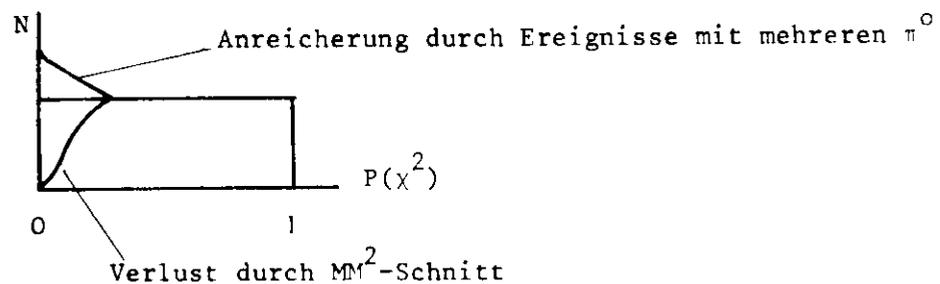
$$\rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^- m \pi^0 \quad (m \geq 1) \quad (\text{Nofit})$$

werden nur die in Hamburg gemessenen Daten verwendet, die die Kriterien aus Kap. III.5 erfüllen. Alle Ereignisse werden getrennt nach Reaktion auf

totale Verluste durch die Vetoähler (II.6) korrigiert (1 - 3 %). In den einzelnen Reaktionen werden dann noch folgende Korrekturen angebracht:

Reaktion (1): Es fehlen 1 % der Ereignisse durch einen Schnitt in der $P(\chi^2)$ -Verteilung (Kap. III.6).

Reaktion (2): Durch Schnitte in der fehlenden Masse (III.6) gehen etwa 4.5 % der Ereignisse verloren. Eine Verunreinigung durch Ereignisse mit mehreren neutralen Teilchen beträgt etwa 5 % und wurde aus der $P(\chi^2)$ -Verteilung bestimmt. Diese Ereignisse werden von Reaktion (2) abgezogen und bei den Nofits hinzuaddiert.



Ereignisse, bei denen das Proton im Szintillationszähler steckenbleibt, liefern einen Zwei-Prong-Nofit. Die Anzahl dieser Ereignisse wird bestimmt aus der $d\sigma/dt$ -Verteilung und von den Zwei-Prong-Nofits angezogen.

Reaktion (3): Die Behandlung erfolgt ähnlich wie unter (2).

Nofits: Bei den Nofits ist eine Trennung in die Reaktionen mit und ohne Neutron nicht möglich. Da über 30 % mehrdeutig sind (Tab. 4), geben wir den Wirkungsquerschnitt für beide Reaktionen gemeinsam an.

Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind in den Tabellen 6, 12 und 13 und in den Abb. 8 - 10 zusammengefaßt.

V. Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

In der Tabelle 4 ist die Anzahl der Ereignisse und in Tabelle 6 der Wirkungsquerschnitt angegeben. Hierbei ist zu beachten, daß Tabelle 4 die Korrektur auf totales Veto nicht enthält. Wir besprechen zunächst allgemeine Eigenschaften der Reaktion (1), also Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag t und Eigenschaften der Zerfallswinkelverteilung des $\pi^+ \pi^-$ -Systems, gehen dann auf die Berechnung der Resonanzanteile ein und schließen mit einer Diskussion der Eigenschaften von ρ^0 und Δ^{++} .

V.1. Dalitz- und Chew-Low-Diagramm

In Abb. 11 sind die effektiven Massen $M_{p\pi^+}^2$ gegen $M_{\pi^+\pi^-}^2$ aufgetragen. Man erkennt deutlich die ρ^0 -Resonanz bei $M_{\pi^+\pi^-} = 770$ MeV:



und, allerdings weniger ausgeprägt, die Nukleonresonanz $\Delta^{++}(1236)$:

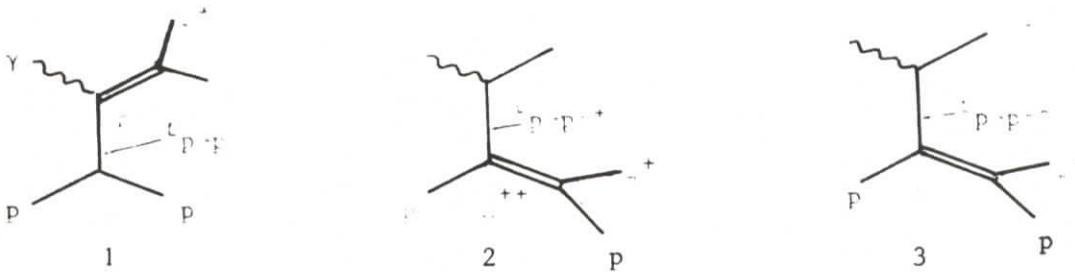


Das ρ^0 -Band erstreckt sich nicht gleichmäßig über die $M_{p\pi^+}^2$ -Massenkombination, sondern zeigt eine Anhäufung bei mittleren $M_{p\pi^+}^2$ -Massen. Dies bedeutet eine nicht isotrope Winkelverteilung des π^+ im ρ^0 Helizitätssystem. Wie in Kap. V.6 beschrieben, gilt für die Zerfallswinkelverteilung $W(\cos\Theta_H, \Phi_H) \sim \sin^2\Theta_H$. Die Abb. 12 und 13 zeigen den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM$ für die drei effektiven Massen $M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{p\pi^+}$ und $M_{p\pi^-}$. Zu beachten ist bei diesen Darstellungen, daß hier noch keine Korrektur wegen des totalen Vetos (II.6) angebracht ist.

In Abb. 14 ist die effektive Masse $M_{\pi^+\pi^-}$ gegen den Viererimpulsübertrag $|t_{p \rightarrow p}|$, aufgetragen. Das ρ^0 wird bevorzugt bei kleinen Impulsüberträgen erzeugt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt nach den Viererimpulsüberträgen $d\sigma/d|t|$, $|t_{p \rightarrow p}|$, $|t_{p \rightarrow p\pi^+}|$ und $|t_{p \rightarrow p\pi^-}|$ ist in Abb. 15 - 17 zu sehen. Man erkennt, daß kleine Impulsüberträge bevorzugt werden. (Es ist zu beachten, daß infolge der variierenden Photonenenergie auf Grund der Kinematik kleine $|t|$ häufiger auftreten.) Die Korrektur auf totales Veto ist in Abb. 15 - 17 noch nicht angebracht.

Wir wollen den Beitrag der folgenden Prozesse zur Reaktion (1) untersuchen:



Der dominante Effekt in Reaktion (1) ist die periphere ρ^0 -Erzeugung nach Diagramm 1, bei dem unter anderem ein Pomeron oder ein Pion ausgetauscht werden kann. Durch Experimente mit polarisierten Photonen (SBT 70) wurde gezeigt, daß bei 2.8 und 4.7 GeV der Anteil des Austauschs von unnatürlicher Parität mit 0 verträglich ist.

Wir gehen nun näher auf die Eigenschaften der $M_{\pi^+\pi^-}$ -Massenverteilung und ihre Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag $|t_{p \rightarrow p}|$ nach Diagramm 1 ein.

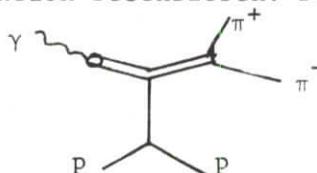
V.2. Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d|t|dM$ für die Erzeugung von $\pi^+\pi^-$ -Paaren

In Tabelle 7 ist der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d|t|dM$ für vier Photonenenergien zusammengefaßt. Wie man aus dem Chew-Low-Diagramm (Abb. 14) und den Projektionen der $M_{\pi^+\pi^-}$ -Masse für verschiedene $|t|$ -Bereiche in Abb. 18 erkennt, ist die effektive Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems unterhalb der ρ^0 -Masse bei kleinen $|t|$ überhöht. Diese Eigenschaft verschwindet mit zunehmenden Impulsüberträgen und wurde auch in anderen Experimenten (SPI 67, SBT 70, SBT 72) beobachtet.

Es ist also nicht möglich, das ρ^0 durch eine einfache Faktorisierung des Übergangsmatrixelements darzustellen, wobei der eine Teil nur von der Masse, der andere nur vom Viererimpulsübertrag t abhängt.

Um das ρ^0 zu beschreiben, gibt es im wesentlichen zwei Ansätze:

1) Das ρ^0 wird im Photon-Dissoziationsmodell durch eine p-Wellen Breit-Wigner-Kurve nach (JAC 64) und die Viererimpulsverteilung in Anlehnung an die πN -Streuung durch eine Exponentialfunktion beschrieben. Der Photonpropagator liefert,

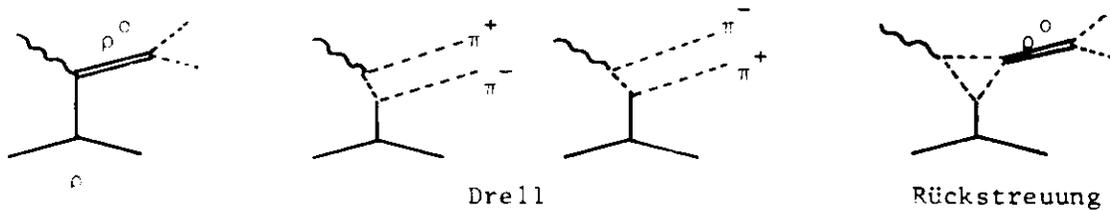


wenn "off-shell" Effekte vernachlässigt werden, einen Faktor $(M_\rho/M_{\pi\pi})^4$ (ROS 66). Da die Überhöhung mit zunehmenden $|t|$ verschwindet, erscheint es besser, den Exponenten durch eine von $|t|$ abhängige Funktion zu beschreiben (SBT 70)

$$n(t) = \begin{cases} C - D|t| & \text{für } |t| < \frac{C}{D} \\ 0 & \text{für } |t| > \frac{C}{D} \end{cases}$$

Abb. 19 zeigt $n(t)$ und in Tabelle 9 sind die angepaßten Parameter für vier Photonenenergien angegeben. Während C von der Photonenenergie unabhängig ist, fällt D mit zunehmender Energie, was mit der Änderung von $|t|_{\max}(E_\gamma)$ zusammenhängen kann.

2) Eine andere Beschreibung der ρ^0 -Resonanz beruht nach (SÖD 65, SBT 70, MOF 70, SBT 72) auf Interferenzen mit einem p-Wellen-Untergrund. Es werden dabei folgende Diagramme benutzt:



Auf dieses Modell gehen wir in Abschnitt (V.4) ein.

Die Wirkungsquerschnitte für das ρ^0 sind je nach benutztem Modell verschieden. Wir haben in dieser Arbeit den Wirkungsquerschnitt nach Methode (1) berechnet und erhalten für den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt (RAB 71, MOF 70):

$$\frac{d^2\sigma}{d|t|dM_{\pi^+\pi^-}} \sim BW_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi^+\pi^-}} \right)^{C-D\cdot|t|} \cdot e^{-B_0|t|}$$

BW_ρ = Breit-Wigner-Funktion (siehe V.3.)

Für $\left. \frac{d^2\sigma}{d|t|dM_{\pi^+\pi^-}} \right|_{t=0}$ erhalten wir dann

$$\left. \frac{d^2\sigma}{d|t|dM_{\pi^+\pi^-}} \right|_{t=0} \sim BW_\rho(M_{\pi^+\pi^-}) \cdot \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi^+\pi^-}} \right)^C$$

und für

$$\frac{d\sigma}{dt}(t, M_{\pi\pi}) \sim BW_{\rho}(M_{\pi^+\pi^-}) \cdot \left(\frac{M_{\rho}}{M_{\pi^+\pi^-}}\right)^C e^{(-D \cdot \ln(\frac{M_{\rho}}{M_{\pi\pi}}) - B_{\rho})|t|},$$

d.h. für die Exponentialfunktion ergibt sich ein von der Masse abhängiger Exponent:

$$B(M_{\pi\pi}) = D \cdot \ln\left(\frac{M_{\rho}}{M_{\pi\pi}}\right) - B_{\rho}.$$

Abb. 20 zeigt $\left. \frac{d^2\sigma}{d|t|dM_{\pi^+\pi^-}} \right|_{t=0}$ und den Exponenten in Abhängigkeit von der $\pi^+\pi^-$ -Masse.

V.3. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für ρ^0 , Δ^{++} und Δ^0 -Erzeugung

Nachdem wir die Eigenschaften der Reaktion (1) besprochen haben, beschreiben wir die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die ρ^0 , Δ^{++} und Δ^0 -Erzeugung.

Dazu haben wir mit dem Programm Murtlebert (FRI 66) in einer Maximum-Likelihood-Anpassung die Parameter der Resonanzen und ihre Anteile bestimmt.

Die Likelihood-Funktion lautet:

$$L = \sum_{i=1}^N g_i \ln \left(a_{\Delta^{++}} \frac{BW_{\Delta}(M_{p\pi^+}) e^{-B_{\Delta}|t_{\Delta^{++}}|}}{N_{\Delta^{++}}} + a_{\Delta^0} \frac{BW_{\Delta}(M_{p\pi^-}) e^{-B_{\Delta}|t_{\Delta^0}|}}{N_{\Delta^0}} + a_{\rho^0} \frac{BW_{\rho}(\pi^+\pi^-) \left(\frac{M_{\rho}}{M_{\pi^+\pi^-}}\right)^{n(t)} W(\cos\Theta_H, \phi_H) e^{-B_{\rho}|t_{\rho}|}}{N_{\rho^0}} + \frac{(1 - a_{\Delta^{++}} - a_{\Delta^0} - a_{\rho})}{N_{PS}} \right).$$

Dabei bedeuten:

- $M_{p\pi^+}$ = effektive Masse des $p\pi^+$ -Systems
- $M_{p\pi^-}$ = " " " $p\pi^-$ -Systems
- $M_{\pi^+\pi^-}$ = " " " $\pi^+\pi^-$ -Systems
- $a_{\Delta^{++}}$ = Anteil von Δ^{++}
- a_{Δ^0} = Anteil von Δ^0

a_{ρ^0} = Anteil von ρ^0

$|t_{\Delta^{++}}| = |t_{p \rightarrow p\pi^+}|$ = Viererimpulsübertrag von $p \rightarrow p\pi^+$

$|t_{\Delta^0}| = |t_{p \rightarrow p\pi^-}|$ = Viererimpulsübertrag von $p \rightarrow p\pi^-$

$|t_{\rho}| = |t_{p \rightarrow p}|$ = Viererimpulsübertrag von $p \rightarrow p$

M_{ρ}, M_{Δ} = Masse des ρ^0, Δ

$\Gamma_{\rho}, \Gamma_{\Delta}$ = Breite des ρ^0, Δ

BW_{Δ} = Resonanzform des Δ aus der Streuphasenanalyse

$$= \sin^2 \delta_{33} \cdot \frac{\Gamma_0}{\Gamma(M_{p\pi^+})} \cdot \frac{M_{p\pi^+}}{q(M_{p\pi^+})}$$

$$\Gamma(M_{p\pi^+}) = \Gamma_0 \cdot \left(\frac{q(M_{p\pi^+})}{q(M_{\Delta^{++}})} \right)^3 \cdot \frac{(2.2 M_{\pi}^2 + q(M_{\Delta^{++}})^2)}{(2.2 M_{\pi}^2 + q(M_{p\pi^+})^2)}$$

BW_{ρ} = relativistische Breit-Wigner mit energieabhängiger Breite nach (JAC 64)

$$= \frac{M_{\pi^+\pi^-}}{q(M_{\pi^+\pi^-})} \frac{\Gamma(M_{\pi^+\pi^-})}{(M_{\pi^+\pi^-}^2 - M_{\rho}^2)^2 + M_{\rho}^2 \Gamma^2(M_{\pi^+\pi^-})}$$

$$\Gamma(M_{\pi^+\pi^-}) = \Gamma_0 \cdot \left(\frac{q(M_{\pi^+\pi^-})}{q(M_{\rho})} \right)^3 \cdot \frac{2}{1 + \left(\frac{q(M_{\pi^+\pi^-})}{q(M_{\rho})} \right)^2}$$

$$q(M_{\pi^+\pi^-}) = \sqrt{(M_{\pi^+\pi^-}^2 - (M_{\pi^+} + M_{\pi^-})^2) (M_{\pi^+\pi^-}^2 - (M_{\pi^+} - M_{\pi^-})^2)} / (2 \cdot M_{\pi^+\pi^-})$$

= Impuls des π^+ in $\pi^+\pi^-$ -Ruhsystem und Zweipionmasse $M_{\pi^+\pi^-}$.

Für $q(M_{\rho})$, $q(M_{p\pi^+})$ und (M_{Δ}) gilt entsprechendes.

$\left(\frac{M_{\rho}}{M_{\pi^+\pi^-}} \right)^{n(t)}$ = Ross-Stodolsky-Faktor (ROS 66) beschreibt die Überhöhung der effektiven $\pi^+\pi^-$ -Masse (Kap. V.2)

$$W(\cos \Theta_H, \Phi_H) = \frac{3}{4} \sin^2 \Theta_H \quad (\text{siehe Kap. V.1})$$

$N_{\Delta}, N_{\rho}, N_{ps}$ = Normierungsintegrale

über alle Energien und Viererimpulsüberträge gemittelt haben wir zunächst die Parameter

$$M_\rho = (765.1 \pm 1.2) \text{ MeV}$$

$$\Gamma_\rho = (147.3 \pm 3.3) \text{ MeV}$$

$$n(t) = 4.07 \pm .1 \quad (\text{Mittelwert über } |t|)$$

angepaßt und haben

$$M_\Delta = 1236 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_\Delta = 120 \text{ MeV}$$

$$B_\Delta = 5$$

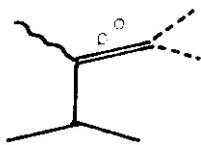
$$B_\rho = 7.6$$

festgehalten.

Mit diesen Parametern haben wir die Anteile von ρ^0 , Δ^{++} und Δ^0 für sechs Photonenenergien bestimmt. Um aus den so bestimmten Anteilen den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, mußte noch das totale Veto berücksichtigt werden, das für das Δ^{++} etwa 18 %, für das ρ^0 etwa 1 % beträgt. Der Anteil des totalen Vetos wurde bestimmt, indem wir den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ bzw. $d\sigma/d|t_{p\pi^+}|$ für das ρ^0 bzw. Δ^{++} bestimmt haben (Abb. 27 und 29). Unter der Annahme, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt bei kleinen $|t|$ auch ein exponentielles Verhalten $\exp(-B|t|)$ hat, haben wir den Wirkungsquerschnitt für ρ^0 , Δ^{++} und Δ^0 -Erzeugung bestimmt. Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 6 und Abb. 24 - 26 zusammengefaßt. Sie stimmen innerhalb der Fehler mit bisherigen Experimenten überein (SBT 72, LÜK 72, ABB 68). Die bei (ABB 68) angedeutete Struktur im Bereich von 2.0 - 2.5 GeV wurde trotz höherer Statistik nicht bestätigt.

V.4. Berechnung des ρ^0 -Wirkungsquerschnitts nach dem Interferenzmodell

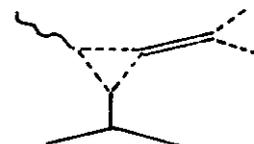
Wie schon in V.2 erwähnt, tragen zum Interferenz-Modell drei Diagramme bei:



(1)



Dreil.
(2)



Stück-trennung
(3)

Es gibt nun zwei Möglichkeiten, den ρ^0 -Wirkungsquerschnitt anzugeben. Entweder man betrachtet nur Diagramm (1) oder aber die Summe von (1) und (3). Da Diagramm (3) für $\Gamma_\rho \rightarrow 0$ verschwindet, erscheint es plausibel, nur Diagramm (1) zu benutzen. Wir haben den Wirkungsquerschnitt für das Interferenz-Modell mit dem Programm MURTLBERT (FEI 66, SBT 72 Anhang B) berechnet. In der Likelihoodfunktion aus V.3 wird das ρ folgendermaßen beschrieben (SBT 72):

$$L = \sum_{i=1}^N g_i \ln (\dots a_\rho |F_\rho \hat{\epsilon}_\rho \vec{q}(M_{\pi\pi}) + Y(F_{\pi^-} + F_{\pi^+})|^2 / N_\rho \dots)$$

F_ρ = ρ -Amplitude

$$= \frac{i \exp(A_\rho \cdot \frac{t}{2}) \sqrt{(\sigma_\rho A_\rho \exp(-A_\rho \cdot t_{\min}))} E_{\text{CMS}} \cdot k_{\text{CMS}}}{(M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2 - i M_\rho \Gamma)}$$

$$\Gamma = \Gamma_\rho \left(\frac{q(M_{\pi\pi})}{q(M_\rho)} \right)^3 \frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}$$

A_ρ = Exponent für Viererimpulsübertrag $t_p \rightarrow \pi\pi$

$q(M_{\pi\pi})$ = Impuls des π im $\pi\pi$ -Ruhesystem mit Masse $M_{\pi\pi}$ (V.3)

$\sigma_\rho = 15 \mu\text{b}$

t_{\min} = minimaler Viererimpulsübertrag

$E_{\text{CMS}}, k_{\text{CMS}}$ = Gesamtenergie bzw. Impuls des Photons im Gesamtschwerpunktsystem

$\hat{\epsilon}_\rho$ = Polarisationsvektor. Bei s-Kanal-Helizitätserhaltung wird $\hat{\epsilon}_\rho$ aus dem Polarisationsvektor des Photons $\hat{\epsilon}_\gamma$ durch Drehen um den ρ^0 -Produktionswinkel erhalten.

$$F_{\pi^\pm} = \text{Drellamplituden} = \mp \frac{(\hat{\epsilon}_\gamma \cdot \vec{q}_{\pi^\pm}) T(\pi^\mp p) G(t_{\pi^\pm})}{m_\pi^2 - t_{\gamma \rightarrow \pi^\pm}}$$

q_{π^\pm} = Impuls des π im Gesamtschwerpunktsystem

$G(t_{\pi^\pm})$ = Ferrari-Selleri Formfaktor

$$= \frac{1}{\left(1 + \frac{m_\pi^2 - t_{\gamma \rightarrow \pi^\pm}}{65 m_\pi^2} \right)}$$

$T(\pi p)$ = on-shell πp -Streuamplitude (SBT 72)

Angepaßt wurden neben den Anteilen für ρ und Δ auch der Anteil der Dreil-Diagramme Y.

Die auf diese Weise berechneten ρ^0 -Wirkungsquerschnitte sind ebenfalls in Tabelle 6 eingetragen.

V.5. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ für die ρ^0 -Erzeugung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ für ρ^0 -Erzeugung wurde nach den in Abschnitt V.3 und V.4 beschriebenen Methoden berechnet, indem die Resonanzanteile für verschiedene t-Intervalle bestimmt wurden. Bei der Parametrisierung nach Ross-Stodolsky wurde $n(t)$ als Parameter freigelassen. Unsere Ergebnisse zeigen wir in Abb. 27 und Tabelle 8. Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich im Bereich von 0.04 GeV^2 (0.02 GeV^2 bei $E_\gamma > 2.6 \text{ GeV}$) $< |t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ durch eine Exponentialfunktion anpassen:

$$\frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)}{d|t|} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} e^{-B|t|}$$

Die angepaßten Parameter zeigen wir in Tabelle 9. Für das Interferenzmodell ergibt sich ein kleinerer Vorwärtswirkungsquerschnitt und ein kleinerer Exponent als im Modell nach Ross-Stodolsky.

V.6. Die Winkelverteilung des Zwei-Pion-Systems

Wir diskutieren nun die Zerfallswinkelverteilung des Zweipionsystems. Dazu betrachten wir drei Koordinatensysteme, die sich durch die Wahl der Quantisierungsachsen unterscheiden. Die y-Richtung ist in allen Systemen die Normale der Produktionsebene:

$$y = \frac{\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}}{|\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out}|}$$

Die z-Richtung ist in den drei Systemen folgendermaßen definiert:

1) Im Gottfried-Jackson-System hat die z-Achse die Richtung des einlaufenden Photons im $\pi^+ \pi^-$ -Ruhsystem

$$z = \frac{\vec{p}_Y^+}{|\vec{p}_Y^+|}$$

P_Y^+ = Impuls im $\pi^+ \pi^-$ -Puhsystem.

2) Im Helizitätssystem weist z in Richtung des ρ^0 Systems im Gesamtschwerpunktsystem (= entgegengesetzte Richtung des Protons im $\pi^+ \pi^-$ -Puhsystem)

$$z = \frac{-\vec{p}_p}{|\vec{p}_p|}$$

3) Im Adairsystem ist die z -Richtung die Flugrichtung des Photons im Gesamtschwerpunktsystem.

Die x -Koordinate ist dann gegeben durch

$$x = y \times z$$

Wir benutzen folgende Winkel:

Θ = Winkel zwischen z -Richtung und dem auslaufenden π^+ im $\pi^+ \pi^-$ -System,
 Φ der zugehörige Azimut mit $\Phi = 0$ in der Produktionsebene:

$$\cos\Theta = P_{\pi^+} \cdot z$$

$$\cos\Phi = y \cdot (z \times P_{\pi^+}) / |z \times P_{\pi^+}|$$

$$\sin\Phi = -x(z \times P_{\pi^+}) / |z \times P_{\pi^+}|$$

P_{π^+} = Impuls des π^+ im $\pi^+ \pi^-$ -Puhsystem.

Abb. 21 zeigt die Winkelverteilung im Helizitäts- und Jacksonsystem. Die schraffierten Ereignisse gehen bei einem Schnitt bei $M_{p\pi^+} < 1340$ MeV verloren. Man erkennt deutlich die $\sin^2\Theta_H$ -Verteilung, die wir bereits im Abschnitt V.1 erwähnt haben und die zu einer Häufung der Ereignisse im ρ^0 -Band bei mittleren p_{π^+} -Massen führt.

Eine andere Möglichkeit Zerfallswinkelverteilungen zu untersuchen, bietet die Momentenmethode (KOC 68). Ist j der Spin eines Zustandes, so kann die normierte Winkelverteilung nach sphärischen Harmonischen entwickelt werden:

$$W(\Theta, \Phi) = \sum_{L=0}^{2j} \sum_{M=-L}^L t_L^M Y_L^{M*}$$

Die Entwicklungskoeffizienten erhält man durch Integration:

$$\int W(\Theta, \Phi) Y_L^M(\Theta, \Phi) d\Omega = t_L^M = \langle Y_L^M \rangle.$$

Man bezeichnet mit $\langle Y_L^M \rangle$ das Moment zu L, M. Bei N Ereignissen mit den Gewichten w_i kann man dann schreiben (PAR 72)

$$t_L^M = \langle Y_L^M \rangle = \sum_{i=1}^N Y_L^M(\Theta, \Phi) \cdot w_i / \sum w_i \text{ und}$$

$$\Delta \langle Y_L^M / Y_0^O \rangle = \left[\sum w_i (Y_L^M)^2 - (\sum w_i Y_L^M)^2 / \sum w_i \right]^{1/2} / (\sum w_i Y_0^O)$$

Die Momentenmethode eignet sich gut zur Untersuchung von Interferenzen des ρ mit dem Untergrund.

In Abb. 22 sind einige Momente des Zweipionsystem im Helizitätssystem in Abhängigkeit von der $\pi^+ \pi^-$ -Masse aufgetragen. Man erkennt die starke Ausprägung des Moments $\sum Y_2^0$ im Bereich der ρ^0 -Masse. Bei großen $\pi^+ \pi^-$ -Massen steigt das Moment $\sum Y_2^0$ wegen der Reflexion des Δ^{++} .

Alle anderen Momente sind klein.

Bei der Interpretation der Abb. 22 ist zu berücksichtigen, daß unsere Apparatur keine volle 4π -Akzeptanz aufweist und daß insbesondere bei kleinen $\pi^+ \pi^-$ -Massen, bei denen auch das t_{\min} klein ist, die Daten durch das totale Veto der Paarvetozähler etwas verfälscht werden können. In Abb. 23 sind einige Momente normiert auf Y_0^O in Abhängigkeit von der Photonenenergie dargestellt, wobei die Daten auf den ρ^0 -Bereich $700 \text{ MeV} < M_{\pi^+ \pi^-} < 830 \text{ MeV}$ und auf $|t| < .5 \text{ GeV}^2$ eingeschränkt sind.

Es zeigen sich in der Energieabhängigkeit der Momente keine signifikanten Schwankungen. Zu den Daten mit $E_\gamma > 4 \text{ GeV}$ ist anzumerken, daß an den Ereignissen mit kleinen $|t|$ große Korrekturen angebracht werden müssen (DIT 73), die die großen Variationen bei hohen Energien erklären.

Die Momente hängen mit den Spindichtematrixelementen ρ_{ik} folgendermaßen zusammen (KOC 68, JAC 66)

$$\rho_{11} = \rho_{-1-1} = .5 - \rho_{00} = \frac{1}{3} - \frac{5}{6} \langle Y_2^0 / Y_0^0 \rangle$$

$$\rho_{1-1} = \rho_{-11} = -\frac{5}{6} \operatorname{Re} \langle Y_2^2 / Y_0^0 \rangle$$

$$\operatorname{Re} \rho_{01} = \operatorname{Re} \rho_{10} = -\operatorname{Re} \rho_{0-1} = -\operatorname{Re} \rho_{-10} = \frac{5}{12} \operatorname{Re} \langle Y_2^1 / Y_0^0 \rangle$$

Bei den bisherigen Untersuchungen wurde das $\pi^+\pi^-$ -System betrachtet, das ρ^0 mit Untergrund und Δ^{++} -Reflexion. Die Spindichtematrixelemente einer Resonanz mit Spin 1 können (GOT 64) aus der Zerfallswinkelverteilung bestimmt werden nach:

$$W(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} (\rho_{00} \cdot \cos^2\theta + (1-2\rho_{00}) \sin^2\theta - \rho_{1-1} \sin^2\theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos\phi).$$

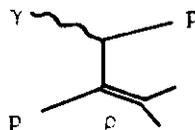
Wir haben die Dichtematrixelemente mit der Likelihood-Funktion nach V.3 bestimmt, indem wir für $W(\cos\theta, \phi)$ des ρ^0 obige Funktion eingesetzt haben. Die Resonanzanteile wurden von den Ergebnissen aus V.3 übernommen und als feste Größen eingesetzt und nur die ρ_{ik} als Parameter freigelassen. Um die Akzeptanzlöcher der Paarvetozähler zu berücksichtigen, wurde, wie bei (DIT 73, Anhang B) beschrieben, die Anpassung nur über den sichtbaren Teil der Θ - Φ -Kugel erstreckt.

Abb. 28 und Tabelle 10 zeigen unsere Ergebnisse. Im Helizitätssystem sind die ρ_{ik} für $|t| < .4 \text{ GeV}^2$ mit Null verträglich, d.h. die ρ^0 -Produktion ist mit s-Kanal-CMS-Helizitätserhaltung verträglich. Dagegen kann Helizitätserhaltung im t-Kanal ausgeschlossen werden, da die ρ_{ik} im Gottfried-Jackson-System stark variieren. Im Adair-System zeigen sich ebenfalls starke Variationen der ρ_{ik} mit steigendem $|t|$.

V.7. Erzeugung von Vektormesonen in Rückwärtsrichtung

Ein kleiner Teil des ρ^0 und ω (siehe VI.1) werden im Schwerpunktsystem in Rückwärtsrichtung erzeugt. $\cos\Theta_{\gamma V}^* < 0$, $\Theta_{\gamma V}^*$ = Winkel zwischen Photon und Vektormeson.

Ein möglicher Erzeugungsmechanismus ist der l-Nukleon-Austauschprozess:



Im Gegensatz zur Vorwärtserzeugung ist dieser Prozeß nicht diffraktiv. Der Wirkungsquerschnitt ist daher nicht konstant, sondern fällt mit zunehmender Photonenenergie. Er wurde durch Auszählen der Ereignisse im ρ - bzw. ω -Peak bestimmt und ist in Tabelle 6 bzw. 12 und Abb. 24b zu sehen.

Wir haben den Wirkungsquerschnitt nach

$$\sigma = A \cdot s^{-B}, \quad s = (P_\gamma + P_p)^2$$

angepaßt und erhalten:

$$A = 253 \pm 241 \mu\text{b}, \quad B = 3.48 \pm 0.55 \quad \text{für } \rho^0$$

$$A = (9.6 \pm 10.2) \cdot 10^3 \mu\text{b}, \quad B = 5.78 \pm 0.62 \quad \text{für } \omega.$$

Im Reggepolmodell wird die Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts durch die Trajektorie $\alpha(u)$ angegeben (SCH 70):

$$\frac{d\sigma}{du} \approx s^{2\alpha(u)-2}$$

Wir haben $\frac{\Delta\sigma}{\Delta u}$ für $\Delta u = u(\cos\theta^* = 0) - u(\cos\theta^* = -1)$ ausgerechnet und erhalten für den Exponenten

$$2\alpha - 2 = -4.6 \pm 0.6 \quad \text{für } \rho$$

$$2\alpha - 2 = -6.4 \pm 0.7 \quad \text{für } \omega$$

In einem Zählerexperiment wurde der Wirkungsquerschnitt für $\rho + \omega$ in Rückwärtsrichtung bestimmt. (TOM 70) erhält bei $u = -0.05$:

$$2\alpha - 2 = -3.6 \pm 0.4,$$

was mit unseren Daten verträglich ist.

V.8. Δ^{++} -Produktion. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t_\Delta|$ und Dichtematrixelemente

Im Kapitel V.3 haben wir die Wirkungsquerschnitte für Δ^{++} -Erzeugung mit der phänomenologischen Resonanzform aus der experimentellen Streuphasenanalyse δ_{33} bestimmt. Den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t_{p \rightarrow \Delta}|$ haben wir bestimmt, indem wir die Δ^{++} -Anteile mit der Likelihood-Funktion aus V.3 in verschiedenen t -Intervallen ausgerechnet haben. Die Ergebnisse sind in

Abb. 29 zu sehen, wobei im oberen Bild die Daten des 2. Abschnittes des Experiments mit $3.1 \text{ GeV} < E_\gamma < 4.0 \text{ GeV}$ und im unteren Bild die des 4. Abschnitts mit $1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 2.6 \text{ GeV}$ enthalten sind. Wir haben diese Darstellung gewählt, da im 4. Abschnitt das Magnetfeld nur $17.3 \text{ K}\Gamma$ (sonst $21.7 \text{ K}\Gamma$) betrug und wir daher eine andere Korrektur an unsere Daten anbringen mußten. Wie man Abb. 29 ferner entnehmen kann, sind die Verluste bei Δ^{++} -Produktion mit etwa 18 % recht hoch, so daß dieses Experiment schlecht geeignet ist, Modelle zur Δ^{++} -Produktion zu testen.

Zur Beschreibung der Zerfallswinkelverteilung des Δ^{++} benutzen wir die Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System. Beim Δ^{++} zeigt hier die z-Richtung in Richtung des einlaufenden Protons im Δ^{++} -System, y ist die Normale auf der

Produktionsebene $y = \frac{\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{\pi^-}}{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{\pi^-}|}$, P_γ und P_{π^-} sind die Impulse im Δ^{++} -System.

Für ein Spin 3/2-System ergibt sich dann die Winkelverteilung aus den Dichtematrixelementen zu

$$W(\cos\theta, \phi) = \frac{3}{4} \left(\frac{1}{6}(1+4 \rho_{33}) + \frac{1}{2}(1-4 \rho_{33}) \cos^2\theta - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{3-1} \sin^2\theta \cos 2\phi - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{31} \sin 2\theta \cos \phi \right)$$

Wir haben die Dichtematrixelemente mit der Likelihood-Funktion aus V.3 bestimmt, indem wir die Resonanzform $BW_{\Delta}(M_{p\pi^+})$ mit $W(\cos\theta_J, \phi_J)$ multipliziert haben. Trotz der Verluste bei kleinem $|t_{p \rightarrow \Delta}|$ ist die Zerfallswinkelverteilung nicht durch die Paarvetozähler beeinflusst, da das Δ^{++} im Schwerpunktsystem rückwärts erzeugt wird, so daß die Laborwinkel groß sind. Unsere Ergebnisse zeigen wir in Abb. 30 und Tabelle 11.

Die Δ^{++} -Erzeugung wurde von Gotsman (GOT 69) über die Beziehungen $\pi p \rightarrow \rho \Delta$, $\pi p \rightarrow \omega \Delta$ und $\gamma p \rightarrow \omega \Delta$ aus dem Vektordominanzmodell in Zusammenhang mit dem Regge-Pol-Modell untersucht. In diesem Modell ergibt sich für die Spindichtematrixelemente $\rho_{33} \approx 0$, $\text{Re } \rho_{31} \approx 0$ und $\text{Re } \rho_{3-1} \approx 0$ für $|t| < .6 \text{ GeV}$.

VI. Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$

In Kapitel III.5 haben wir beschrieben, wie die Zuordnung der 1C-Hypothesen zur Reaktion

$$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (2)$$

vorgenommen wurde. Der Wirkungsquerschnitt ist in Tab. 12 und Abb. 9 gezeigt, die Anzahl der Ereignisse kann man Tab. 4 entnehmen.

Abb. 31-40 zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dM$ für die effektiven Massen $p\pi^+$, $p\pi^-$, $p\pi^0$, $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^0$, $\pi^-\pi^0$, $p\pi^+\pi^-$, $p\pi^+\pi^0$, $p\pi^-\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$. Dabei werden in Abb. 31-39 nur die Ereignisse benutzt, bei denen $M_{\pi^+\pi^-\pi^0} > .88$ GeV außerhalb des ω -Bereichs liegt. In dieser Darstellung sind die Wirkungsquerschnitte nicht auf totale Verluste korrigiert. Man erkennt die Erzeugung von ω und η in der 3- π -Massenkombination, sowie ρ und Δ in der effektiven Masse von $\pi\pi^-$ und $p\pi^-$ -Kombination und die assoziierte Produktion $\Delta\rho$ im "Triangel-Diagramm" (Abb. 41).

Der Differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ für $|t_{p \rightarrow p}|$, $|t_{p \rightarrow p\pi^+}|$, $|t_{p \rightarrow p\pi^-}|$ und $|t_{p \rightarrow p\pi^0}|$ in Abb. 42 - 45 zeigt keine ausgeprägte periphere Teilchenerzeugung wie in Reaktion (1). Wir besprechen zunächst die Quasizweiteilchenreaktionen

$$\gamma p \rightarrow \omega p \quad (6)$$

$$\gamma p \rightarrow \eta p \quad (7)$$

und anschließend

$$\gamma p \rightarrow \Delta\rho \quad (8) \quad (\text{assozierte Produktion von } \Delta \text{ und } \rho)$$

$$\gamma p \rightarrow p\rho\pi \quad (9) \quad (\text{inelastische } \rho\text{-Produktion})$$

$$\gamma p \rightarrow \Delta\pi\pi \quad (10)$$

VI.1 ω - und η -Erzeugung

Im 3- π -Massenspektrum dominiert das ω -Signal bei 780 MeV. Wie in der Einleitung (I) erwähnt, sollte dieses Experiment auch Aussagen über die Meßgenauigkeit und Massenauflösung der Streamerkammer geben. Diese kann mit dem ω -Signal gut geprüft werden, da das ω in der 3- π -Masse ein ausgeprägtes und schmales Signal liefert.

Wir haben die Breite des ω mit einer Gauß- und einer Breit-Wigner-Verteilung bestimmt und erhalten für $1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 2.6 \text{ GeV}$

$$\Gamma_{\omega} = 24 \pm 1.7 \text{ MeV} \quad (\text{Breit-Wigner})$$

$$\sigma = 16.2 \pm 0.8 \text{ MeV} \quad (\text{Gau\ss}).$$

Die Massenauflösung ist mit Blasenkammerexperimenten vergleichbar (SBT 72/2, POD 71) :

Volle Breite auf halber Höhe: 25,50,60 MeV bei $E_{\gamma} = 2.8, 4.7, 9.3 \text{ GeV}$.

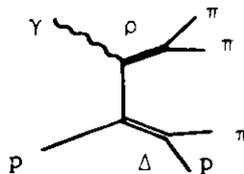
Wir kommen nun zur Bestimmung des ω -Wirkungsquerschnitts. Ereignisse mit $|t_p| < |t_v| = (0.06 \pm 0.01) \text{ GeV}^2$ gehen verloren, da das Proton im Szintillationszylinder abgestoppt wird und die beiden gemessenen π 's einen "Zwei-Prong-Nofit" ergeben (vgl. auch IV.2).

$|t_v|$ konnte aus der $|t|$ -Verteilung der Zwei- und Dreispurereignisse aus der Reaktion (1) bestimmt werden. In $|t|$ -Intervallen haben wir den ω -Anteil durch Auszählen der Ereignisse in " ω -Peak" berechnet. Der so erhaltene differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ ist in Abb. 47 zu sehen. Wir haben an diese Verteilung eine einfache Exponentialfunktion angepaßt. Unter der Voraussetzung, daß diese Anpassung bis zu t_{\min} richtig ist, erhalten wir den ω -Wirkungsquerschnitt (Abb. 46, Tab. 12), der noch auf andere Zerfälle (PDG 73) korrigiert ist.

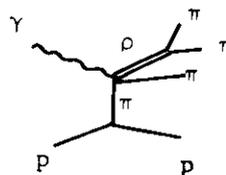
An der Stelle des η bei 550 MeV befindet sich ein kleines untergrundfreies Signal. Korrigieren wir auf die in diesem Experiment nicht gefundenen Zerfälle $(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) / (\eta \rightarrow \text{alle}) = 0.23$ (PDG 73), so erhalten wir die in Tab. 12 angegebenen Wirkungsquerschnitte.

VI.2 ρ - und Δ -Produktion

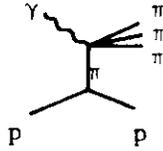
Die assoziierte ρ - Δ -Erzeugung ist bei geladenen ρ nicht diffraktiv. Wir nehmen an, daß diese Reaktion durch das Einpion-Austauschmodell (OPE) beschrieben werden kann:



Betrachtet man die effektive Masse des $\pi\pi$ -Systems für kleine $|t_{\gamma \rightarrow \pi\pi}|$, so erkennt man, daß ρ^+ , ρ^- und ρ^0 -Erzeugung nicht nur peripher verläuft, so daß auch das folgende Diagramm einen Beitrag liefert:



Aus der Untersuchung der Verteilungen des Viererimpulsübertrages ergibt sich, daß der nichtresonante Untergrund mit folgendem Diagramm verträglich ist:



mit dem die $|t_{p \rightarrow p}|$ Verteilung befriedigend wiedergegeben wird.

Um die Resonanzanteile zu bestimmen, haben wir mit einer Maximum-Likelihood-Anpassung mit dem Programm Murtlebert(FRI 66) die Resonanzanteile bestimmt.

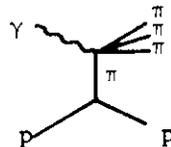
Die Likelihoodfunktion hatte die Form

$$L = \sum g_i \ln \left\{ \sum_{\rho} \left(a_{\rho} \frac{BW_{\rho}}{N_{\rho}} \right) + \sum_{\Delta} \left(a_{\Delta} \frac{BW_{\Delta}}{N_{\Delta}} \right) + \sum_{\Delta\rho} \left(a_{\Delta\rho} \frac{BW_{\Delta\rho}}{N_{\Delta\rho}} \right) + \frac{1 - \sum a_i}{N_{PS} (t - m_{\pi}^2)} \right\}$$

Dabei bedeuten:

- $a_{\rho}, a_{\Delta}, a_{\rho\Delta}$ = Anteile für Δ und ρ -Erzeugung
- BW_{ρ} = Realistische Breit-Wigner (V3) ohne Ross-Stodolsky-Faktor
- BW_{Δ} = Resonanzform des Δ (V3)
- $BW_{\rho\Delta}$ = $BW_{\rho} \cdot BW_{\Delta}$

$$\frac{1}{(t - m_{\pi}^2)} = \text{Beschreibung des Untergrundes nach Diagramm}$$



$N_{\rho}, N_{\Delta}, N_{\rho\Delta}, N_{PS}$ = Normierungsintegrale

Angepaßt werden die Ereignisse, die mit $M_{\pi^+\pi^-\pi^0} > .88$ GeV außerhalb des ω -Bereichs liegen. Die Normierungsintegrale werden bei Massenschnitten durch Monte-Carlo-Integration von Murtlebert berechnet. Für die Resonanzmassen und -breiten haben wir

$$M_{\rho} = 765 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\rho} = 140 \text{ MeV}$$

$$M_{\Delta} = 1236 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\Delta} = 120 \text{ MeV}$$

eingesetzt.

Die Anteile für $\Delta^0 \pi^+ \pi^0$ und $\rho^+ \Delta^0$ -Erzeugung sind vernachlässigbar und werden auf 0 festgesetzt. Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 12 und Abb. 46 zusammengefaßt.

Die in die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dM$ und $d\sigma/d|t|$ (Abb. 31 - 44) eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis unserer Anpassung. Das von uns benutzte Modell beschreibt nur das $d\sigma/d|t|_{p \rightarrow p\pi^0}$ Verhalten bei kleinem $|t|$ nicht ganz befriedigend, beschreibt aber sonst die Daten richtig.

Die Ergebnisse lassen sich schwer mit anderen Experimenten vergleichen.

So wurde bei (ABB 68) kein $|t|$ -Verhalten in der Anpassung berücksichtigt, während (POD 71) an dem Phasenraum einen "ad hoc" Faktor anbringt:

$(1 + aM_{p\pi^+}^2) / [(1 + bM_{\pi^+\pi^-})(1 + cM_{\pi^+\pi^0})]$. Abweichungen gibt es im $\gamma p \rightarrow \Delta^{++} \rho^-$ -Wirkungsquerschnitt zwischen unseren Messungen und (ABB 68) bei $E_\gamma < 2$ GeV.

Da dieser Wirkungsquerschnitt über OPE gehen kann, haben wir den Wirkungsquerschnitt durch

$$\sigma = bE_\gamma^a$$

angepaßt und erhalten

$$b = (8.8 \pm 2.4) \mu\text{b/GeV}$$

$$a = -1.6 \pm .3$$

In anderen Experimenten wurden kleinere Werte gefunden:

(ABB 69): $a = (-1.2 \pm .2)$ und (SWT 72): $b = (3.5 \pm 1.2) \mu\text{b/GeV}$, $a = (-.6 \pm .2)$.

Bei (SWT 72) ist zu beachten, daß die Photonenenergie mit $3.7 < E_\gamma < 8.2$ höher war als in diesem Experiment. Berücksichtigt man nur die Daten zwischen 3.7 und 5.8 GeV, so ergibt sich ein Exponent von $a \approx -3.1$, der über unseren Daten liegt.

Die in Abb. 37 - 39 gezeigten $p\pi\pi$ -Massenverteilungen geben keine Hinweise auf Erzeugung höherer Isobare.

VII. Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^-$

In III.5 haben wir die Hypothesenzuordnung der 1C-Fits zur Reaktion



beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt ist in Tabelle 13 und Abb. 10 angegeben.

VII.1. Δ^- und ρ -Erzeugung

Die in Abb. 48 - 54 dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dM$ für die effektiven Massen $\pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^+$, $n \pi^-$, $n \pi^+$, $n \pi^+ \pi^+$, $n \pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ zeigen bei $n \pi^-$ ausgeprägt die Δ^- -Erzeugung, während bei den anderen Massenverteilungen die Resonanzen klein sind.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ für $|t_{p \rightarrow n}|$, $|t_{p \rightarrow n \pi^+}|$ und $|t_{p \rightarrow n \pi^-}|$ ist in Abb. 55 - 57 zu sehen. Da der Erzeugungsmechanismus mit dem bei der Reaktion (2) vergleichbar ist, haben wir die Resonanzanteile mit der Likelihood-Funktion aus VI.2 benutzt, jedoch ohne einen Massenschnitt in der 3π -Masse. Die erhaltenen Wirkungsquerschnitte zeigen wir in Tabelle 13 und Abb. 58. Da das Δ^- nicht durch ($I = 0$ oder 1)-Austausch erzeugt werden kann, nimmt man an, daß es aus dem Zerfall $N^{*0} \rightarrow \pi^+ \Delta^-$ stammt. Die Massenverteilung $M(n \pi^- \pi^+)$ zeigt jedoch keine signifikanten "höheren Isobare".

VII.2. A_2 -Erzeugung

Das A_2 -Signal erscheint in der effektiven Masse der $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ -Kombination bei $M_{A_2} = 1300$ MeV. Da bei kleinen Photonenenergien an dieser Stelle der Phasenraum sein Maximum einnimmt, ist es nicht möglich, unterhalb von 3 GeV einen Wirkungsquerschnitt angeben zu können. Im Bereich $3.25 \text{ GeV} < E_\gamma < 4.0 \text{ GeV}$ erhalten wir

$$\sigma(\gamma p \rightarrow n A_2^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-) = (.7 \pm .4) \mu\text{b.}$$

Schlußbemerkung

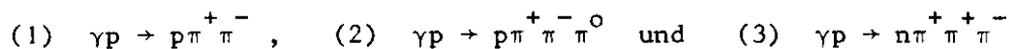
In dieser Arbeit haben wir gezeigt, daß sich die Streamerkammer als triggerbarer, den ganzen Raumwinkel umfassenden Detektor gut eignet, um von den Ereignissen möglichst viel Information zu erhalten. Die Meßgenauigkeit und die Massenauflösung sind mit denen von Blaskammern vergleichbar, obwohl die Streamer mit 1 cm Länge relativ groß sind. Die Meßgenauigkeit war durch die Projektionsmerkmale begrenzt und kann bei automatischer Messung auf dem HPD (Hough-Powell-Device) um das Doppelte gesteigert werden.

Die Ionisation der Spuren läßt sich ähnlich wie bei Blaskammerexperimenten abschätzen. Die Verwendung von energiemarkierten Photonen mit einer Energieauflösung von ± 25 MeV erlauben eine saubere Hypothesentrennung bei Ereignissen mit neutralen Teilchen. Die IC-Fit-Reaktionen mit π^0 und n zeigen in den Verteilungen der fehlenden Masse die geringen Verunreinigungen durch andere Hypothesen und erlauben eine genaue Angabe der Wirkungsquerschnitte.

Nachteilig erwiesen sich in der Triggerbedingung die durch die Paarvetozähler hervorgerufenen totalen Verluste bei Ereignissen mit Spuren, deren Erzeugungswinkel $\Theta < 2^\circ$ beträgt. Dadurch verlieren wir einen beträchtlichen Anteil an Ereignissen (z.B. 12-18 % Δ^{++}). Diese Verluste können nur modellabhängig korrigiert werden.

Bei den IC-Fit Kanälen haben wir Verluste, wenn ein geladenes Teilchen im Wasserstoff oder Szintillationszähler absorbiert wird. Diese Verluste treten bei kleinen Impulsbeträgen auf und haben z.B. beim ω Verluste von 10 - 20 % zur Folge.

Da der Photonenstrahl mit Hilfe eines doppelt konvertierten Positronenstrahls hergestellt wurde, waren seine Abmessungen mit etwa 2 cm Durchmesser am Wasserstofftarget zu groß, um Einspurereignisse ($\gamma p \rightarrow p\pi^0, n\pi^+$) analysieren zu können. Es läßt sich dann bei einem solchen Ergebnis der Vertex nicht bestimmen, so daß man nicht weiß, ob das Ereignis aus dem Wasserstoff oder Szintillationszylinder stammt. Es ist deshalb nicht möglich, den totalen Wirkungsquerschnitt zu messen. Wir haben die Reaktionen



untersucht und die Reaktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der

Photonenenergie E_γ angegeben. In der Reaktion (1) dominiert die ρ^0 -Erzeugung. Der ρ^0 -Wirkungsquerschnitt ist abhängig vom benutzten Modell über die Massenverteilung. Wir haben das ρ^0 durch die Parametrisierung nach Ross-Stodolsky und durch das Södingsmodell beschrieben und geben für diese Modelle den nahezu konstanten Wirkungsquerschnitt an. Wie in anderen Experimenten (SBT 72) ist der Exponent des Ross-Stodolskyfaktors abhängig vom Viererimpulsübertrag.

Zur Beschreibung des Δ^{++} benutzen wir die phänomenologische Form aus der Streuphasenanalyse δ_{33} . Der Δ^{++} -Wirkungsquerschnitt fällt mit der Photonenenergie rasch ab.

Die Erzeugung der Vektormesonen ρ und ω in Rückwärtsrichtung liefert einen mit zunehmender Photonenenergie abfallenden Wirkungsquerschnitt. Eine Anpassung nach $\sigma \sim s^{-B}$ liefert für das ρ^0 $B = 3.48 \pm 0.55$ und für das ω $B = 5.78 \pm 0.62$.

Die Momente für Ereignisse aus dem ρ^0 -Bereich und für kleine Viererimpulsüberträge zeigen als Funktion der Photonenenergie keine besonderen Strukturen.

In Reaktion (2) haben wir den ω -Wirkungsquerschnitt bestimmt, der mit E_γ zunächst fällt und dann nahezu konstant bleibt. Zur Beschreibung der ρ^- , Δ^- und $\Delta\rho$ -Erzeugung in Reaktion (2) und (3) benutzen wir für das ρ eine Breit-Wigner-Form, für das Δ die Form aus der Phasenanalyse und für den Untergrund statistischen Phasenraum multipliziert mit $1/(t + m_\pi^2)$. Mit diesem Modell wurden die Daten gut wiedergegeben. Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte der Δ^- und ρ^- -Einzelherzeugung sind nahezu unabhängig von der Photonenenergie, während die für die assoziierte $\Delta^{++} \rho^-$ -Erzeugung wie $E_\gamma^{-\alpha}$ mit $\alpha = 1.6 \pm 0.3$ fällt.

Anhang

A1 Messungen der e^+e^- -Paare auf dem HPD

Bei Blasen- und Streamerkammerexperimenten mit hoher Statistik ist man bestrebt, die Bilder möglichst automatisch zu messen. Man verfolgt dabei drei Ziele:

- 1) Die Fehlerquellen bei manueller Messung sollen ausgeschaltet werden (falsche Bildnummer oder falscher Energiekanal).
- 2) Die Meßgeschwindigkeit soll vergrößert werden, um in möglichst kurzer Zeit nach Aufnahme der Bilder Resultate zu bekommen. In diesem Experiment wurden 127 000 Bilder vermessen, wobei über die Hälfte der Ereignisse nicht am Wasserstoff stattfand und daher nicht benutzt wurde. Legt man die Hamburger Meßkapazität auf den Projektionstischen der Firma Vanguard von 1000 Ereignissen/Woche zugrunde, so dauert das Messen über 2 Jahre.
- 3) Die Meßgenauigkeit soll erhöht werden. Mit größerer Meßgenauigkeit verringert sich die Zahl der mehrdeutigen Hypothesen. Wünschenswert ist außerdem die automatische Bestimmung der Ionisation.

Wie in Kapitel II.3 besprochen, wurden zur Eichung des Energiemarkierungssystems und zur Bestimmung der Strahllage durch Abändern des Triggers symmetrische e^+e^- -Paare aufgenommen. Diese Ereignisse eignen sich zum Erproben der automatischen Auswertung, da sie untergrundfrei sind und die Lage des Erzeugungsorts in einem eng begrenzten Bereich liegt. Da der Trigger gut definiert war, ist der Anteil an zufälligen Triggern klein, so daß fast jedes Bild ein e^+e^- -Paar zeigt.

Wir haben auf dem Bonn-Hamburger HPD einige Filme mit e^+e^- -Paaren ausgewertet. Aus den Digitisierungen wurden mit einem Filterprogramm, dem Vertex-(Minimum)-Guidance-Programm (BUR 67, ALT 68), die Spuren herausgefiltert.

Folgende Punkte wurden dabei untersucht:

Wie groß ist die Rate der nicht gefundenen Spuren?

Welche Genauigkeit läßt sich erreichen?

Wieviel Rechenzeit und Speicherplatz benötigt das Programm?

Wie wirken sich Entladungen in der Kammer (Flares) aus?

Wir beschreiben kurz den Ablauf der Messungen und diskutieren anschließend die Ergebnisse.

In Abb. 59 wird ein Ereignis auf dem Film gezeigt und in Abb. 60 ist ein typisches e^+e^- -Paar zu sehen. Diese Bilder werden folgendermaßen verarbeitet (MUE 72).

- 1) Von einer Datenplatte liest das Programm, welches Bild im HPD vermessen werden soll. Normalerweise enthält diese Platte Vorreßpunkte zu den Spuren. In unserem Falle sollte der HPD jedes Bild verarbeiten.
- 2) Nachdem das Bild im Filmgate des HPD positioniert ist (dazu werden die Brennermarken benötigt), wird das Bild digitisiert. Hierbei wird ein Lichtstrahl auf sogenannten Scanlinien vertikal über das Bild gelenkt und in ein elektronisches Signal umgewandelt, wenn dieser auf Schwärzungen durch Spuren, Bezugsmarken oder Film-Bildnummer trifft (SEL 72).
- 3) Aus den nun in der Rechenmaschine vorliegenden Digitisierungen wird die Film- und Bildnummer und die Information aus dem Energiemarkierungssystem herausgefiltert und dekodiert. Diese Information aus der Databox kann leicht aus den Digitisierungen gefunden werden, da hierbei eine Stelle mit vielen Digitisierungen pro Scanlinie auf dem Bild gesucht werden muß.
- 4) Aus der Position der Film-Bildnummern können die Koordinaten der ersten Bezugsmarke berechnet werden.
- 5) Dann werden die restlichen Bezugsmarken gesucht und daraus die Transformationskoeffizienten berechnet.
- 6) Sind die Bezugsmarken bekannt, kann die Lage des Targets bestimmt werden.
- 7) Im nun folgenden Filmteil, dem Minimum-Guidance, werden durch Bilden von Histogrammen die Spuren des e^+e^- -Paares aus den Digitisierungen herausgefiltert.
- 8) Auf die Datenplatte werden die Koordinaten der Bezugsmarken und pro Spur 3 - 8 Masterpunkte ausgegeben. Da auf unseren Bildern keine kreuzenden Spuren (z.B. durch Strahlteilchen oder andere Ereignisse) auftreten, konnte das Filterprogramm vereinfacht und daher schneller gemacht werden.

A2 Vergleich der Messungen auf dem HPD und auf dem Vanguard

Ein Teil der Filme wurde sowohl auf dem HPD als auch konventionell auf Meßprojektoren vom Typ Vanguard gemessen. Abb. 61 zeigt die Meßgenauigkeit, die vom HPD und vom Vanguard erreicht wurde. Als Maß für die Meßgenauigkeit verwenden wir das vom Programm THRESH angegebene Residual, das die Abstände der Meßpunkte von der angepaßten Spirale angibt. Das THRESH-Residual beträgt 3.2μ bzw. 6.6μ für den HPD bzw. Vanguard auf dem Film. Im Raum ergibt dies eine Genauigkeit von 140μ bzw. 260μ .

Im Filterprogramm des HPD werden häufig die Spuren nicht bis zum Ende verfolgt, weil Lücken in den Spuren auftreten oder Untergrunddigitisierungen und Funkendurchschläge stören. Bei den so gefundenen kurzen Spuren ist das Residual klein, da sich bei wenigen Meßpunkten (mindestens drei pro Ansicht) leichter eine Schraubenlinie anpassen läßt. In der folgenden Übersicht vergleichen wir die e^+e^- -Paarmessungen von den Vanguards und dem HPD. In der dritten Spalte sind die HPD-Messungen, bei denen die Spur länger als 60 cm war.

	Vanguard	HPD	HPD (L > 60 cm)
THRESH			
Residual $\sigma(\mu\text{m})$	6.0 - 9.0	2.4 - 4.6	3.0 - 5.0
Länge der Spur (cm)	60 - 68	37 - 61	60 - 66
Δp (MeV)	7 - 9	6 - 9	6 - 8
$\Delta \lambda$ (mrad)	1.7 - 2.7	1.3 - 3.3	1.1 - 2.1
$\Delta \Phi$ (mrad)	0.7 - 1.2	0.4 - 0.8	0.3 - 0.7

Angegeben wurde die Stelle, bei der die Verteilung das halbe Maximum erreicht. Die Angaben beziehen sich auf Impulse von $p = 0.6 - 1.7$ MeV.

Für den Neigungswinkel λ und dem Projektionswinkel Φ (III.2) ergeben sich die in Abb. 62 und 63 gezeigten Verteilungen. Für den Neigungswinkel liefern beide Messungen unterschiedliche Ergebnisse. Dies liegt wahrscheinlich daran, daß beim HPD die Koordinaten der Digitisierung nicht in der Mitte der Spur, sondern am Rand liegen, da hier die Differenz hell-dunkel am größten ist. Das Meßpersonal an den Projektionstischen hat dagegen die Anweisung, an der Stelle der größten Schwärzung zu messen und kleine Streamer zu bevorzugen.

A3 Rechenzeit, Speicherbedarf und Effektivität

Die Rechenzeit zum Filtern der Ereignisse war relativ lang, da das Programm nicht als ganzes in den Kernspeicher geladen werden konnte. Bei der Benutzung der Überlagerungstechnik ist nur derjenige Teil des Programms im Kernspeicher, der gerade benutzt wird. Durch das Auswechseln der Programmteile und das damit verbundene Berechnen der Adressen geht Real- und CPU (-Rechen)-Zeit verloren.

Erreicht wurde eine Meßrate von 200 Ansichten/h bzw. 18 sec/Ansicht, wobei drei Ansichten zu einem Ereignis gehören. Diese Zeit läßt sich durch Verkleinern des Programms und durch Programmieren in Assemblersprache verkürzen.

An Speicherplatz stand im Hauptspeicher für die Programme 130 kbytes (1 byte = 8 bit) für die Programme und im langsamen Großraumspeicher (LCS) 400 kbytes für Digitisierungen zur Verfügung. Da auf einem Streamerkammerbild wenige Informationen zu digitisieren sind, hätten 100 kbytes in LCS ausgereicht. Im einzelnen benötigen wir folgende Speichergrößen:

(Die Namen in Klammern beziehen sich auf das Minimum-Guidance-Programm.)

21 000 Digitisierungen (NTOTY)

3 570 Scanlinien (NTOTSL)

30 Masterpunkte wurden maximal auf einmal gefunden (NTOTEL)

400 Digitisierungen wurden maximal in einem Bereich untersucht (NTOTGP)

5 Spuren wurden maximal gleichzeitig bearbeitet (NTOTTR)

25 Gebiete wurden maximal gefiltert (NTOTAR)

Im Mittel wurden bei 72 - 83 % der Ereignisse beide Spuren gefunden. Schwache Spuren und Spuren mit Lücken in der Nähe des Targets gingen verloren. Bei Ereignissen mit Entladungen in Targetnähe wurde keine Spur gefunden. Hier traten oftmals Rechenzeiten bis zu 1 min. auf. Die Meßrate könnte erhöht werden, wenn der Kammer- und Bildnummernbereich auf dem Film dichter beieinander lägen, da dann vom HPD nur etwa die Hälfte digitisiert werden müßte.

Bei komplizierten Topologien, bei denen Spuren quer zur Strahlrichtung verlaufen, muß noch ein um 90° gedrehter (abnormaler) Scan durchgeführt werden, wodurch der Zeitaufwand pro Ereignis erheblich ansteigen wird. Weitere Informationen sind in (NOT 71) zu finden.

Literaturverzeichnis

PR Physical Review

PRL Physical Review Letters

NP Nuclear Physics

NC Nuovo Cimento

PL Physics Letters

- ABB 68 Aachen-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration, PR 175, 1669 (1968)
- ABB 69 Aachen-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration, PR 188, 2060 (1969)
- AHH 72 Aachen-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration, NP B47, 436 (1972)
- AHH 73 NP B57, 1 (1973)
- ALI 63 A. I. Alikhanian et al., International Symposium on Nuclear Electronics, Versailles, 1968
- ALT 68 J. Altaber et al., CERN-DD/DP/68/9 (1968)
- AND 69 R. L. Anderson et al., PRL 23, 721 (1969)
- AND 70 R. L. Anderson et al., PR D1, 27 (1970)
- ARM 71 T. A. Armstrong et al., PL 34B, 535 (1971)
- BAI 68 H. Baisch, Diplomarbeit Hamburg (1968)
- BOY 69 A. M. Boyarski et al., PRL 22, 148 (1969), 25, 695 (1970)
- BUR 67 J. Burren et al., CERN-DD/DP/67/2 (1967)
- BUT 67 I. Butterworth et al., Design Study for a High Magnetic Field Hydrogen Bubble Chamber, Rutherford High Energy Laboratory RHEL/S/101 (1967)
- CAL 70 D. O. Caldwell et al., PRL 25, 609, 902(E) (1970)
- CBC 66 Cambridge Bubble Chamber Group, PR 146, 994 (1966); 155, 1468 (1967); 163, 1510 (1967); 169, 1081 (1969)
- CER 68 CERN Computer Program Library, Track Chamber (1968)
- CRI 70 L. Criegee et al., PRL 25, 1306 (1970)
- DAV 70 M. Davier et al., PRL 20, 952(1968); 21 841 (1968); PL 28B, 619 (1969); PR D1, 790 (1970); NP B36, 404 (1972)
- DIT 70 P. Dittmann, GEODEC-Programmbeschreibung Interner Bericht DESY R2-70/1 (1970)
- DIT 73 P. Dittmann, Dissertation Hamburg Interner Bericht DESY F1-73/3 (1973)
- ECK 72 V. Eckardt, Dissertation Hamburg (1972)
- EIS 68 E. Eisenhandler et al., PRL 20, 758 (1968)

- FRI 66 J. Friedmann, MURTLBERT-Programmbeschreibung, California University P-156 (1966)
- GOT 64 K. Gottfried, J.D. Jackson, NC 33, 309 (1964)
- GOT 69 E. Gotsmann, PR 186, 1543 (1969)
- GRI 73 M. Grimm, Dissertation Heidelberg (1973)
- HEN 73 G. Hentschel, Diplomarbeit Hamburg (1973),
Interner Bericht DESY F1-73/4 (1973)
- HIL 68 H.G. Hilpert et al., PL 27B, 474 (1968)
- JAC 64 J.D. Jackson, NC 34, 735, 1644 (1964)
- JAC 65 J.D. Jackson in: Konferenz Les Houches 1965,
Lecture in High Energy Physics, edited by C. De Witt and M. Jacob,
New York 1965
- JOO 70 P. Joos, DESY HERA 70-1 (1970)
- KOC 68 W. Koch, Some Methods of Spin Analysis in Analysis of Scattering
and Decay, edited by M. Nikolic, New York 1968
- KNO 71 J. Knobloch, Diplomarbeit Hamburg 1971
Interner Bericht DESY F1-71/5 (1971)
- KNO 72 J. Knobloch, private Mitteilung
- KRO 71 G. Kronseder, Dissertation München (1971)
- LAD 70 A. Ladage, V. Eckardt, Proceedings of the International Conference
on Instrumentation for High Energy Physics, Dubna (1970)
- LÜK 72 D. Lücke, Dissertation Hamburg, Interner Bericht DESY F1-72/9 (1972)
- MAI 70 E. Maier-Reimer, Diplomarbeit Hamburg (1970)
- MEI 71 R. Meinke, Diplomarbeit München 1971
- MEY 70 H. Meyer et al., PL 33B, 189 (1970)
- MOF 70 K.C. Moffeit, Dissertation Berkeley UCRL-19890 (1970)
- MUE 72 H.J. Mück, Dissertation Bonn. Interner Bericht DESY R2-72/1 (1972)
- NAR 68 B. Naroska, Diplomarbeit Hamburg (1968)
- NOT 71 D. Notz, Messungen von e^+e^- -Paaren auf dem HPD (1971)
- PAR 72 J. Park et al., NP B36, 404 (1972), siehe auch DAV 70
- PDG 73 Particle Data Group, Review of Modern Physics, Vol. 45, No.2,
Part 2 (1973)
- POD 71 W.J. Podolsky, Dissertation Berkeley UCRL-20128 (1971)
- RAB 71 E. Rabe, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY F1-71/2 (1971)
- ROS 66 M. Ross, L. Stodolsky, PR 149, 1172 (1966)

- SBT 69 SLAC-Berkeley-Tufts Kollaboration, PRL 23, 498 (1969)
- SBT 70 SLAC-Berkeley-Tufts Kollaboration, PRL 24, 955; 960; 1467(E);
1364; 25, 1223 (1970)
- SBT 71 SLAC-Berkeley-Tufts Kollaboration, NP B29, 349 (1971)
- SBT 72 SLAC-Berkeley-Tufts Kollaboration, PR D5, 545 (1972)
- SBT 72/2 SLAC-Berkeley-Tufts Kollaboration, Phys. Rev. D5, 3150 (1973)
- SBT 73 SLAC-Berkeley-Tufts Kollaboration, SLAC-PUB-1196 (1973), wird in
PR veröffentlicht
- SCH 70 N. Schmitz, Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach 1970
- SCH 72 K.P. Schüler, Dissertation Hamburg, Interner Bericht DESY F33-72/5 (1972)
- SEL 73 F. Selonke, Dissertation Hamburg, Interner Bericht DESY R2-73/2 (1973)
- SÖD 65 P. Söding, PL 19, 702 (1965)
- SPI 67 H. Spitzer, Dissertation Hamburg, Interner Bericht DESY F1/4 (1967)
- SPI 71 H. Spitzer, Cross Section $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ von (ABB 68), Interner Bericht
DESY F1-71/4 (1971)
- SWT 69 SLAC-Weizmann-Tel Aviv Kollaboration, PRL 22, 669; 23, 1322 (1969)
- SWT 70 SLAC-Weizmann-Tel Aviv Kollaboration, PRL 25, 764 (1970)
- SWT 71 SLAC-Weizmann-Tel Aviv Kollaboration, NP B25, 499 (1971)
- SWT 72 SLAC-Weizmann-Tel Avis Kollaboration, PR D5, 15 (1972)
- TAU 73 H. Taureg, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY F1-73/5 (1973)
- TAY 71 F.E. Taylor et al., Cornell CLNS-167 (1971)
- TOM 70 D.H. Tompkins, Dissertation Stanford SLAC-109 (1970)
- TRO 66 W.P. Trower, Berkeley UCRL-2426 (1966)
- YOU 67 D. Yount, Scientific American 10, 38 (1967)

Verzeichnis der Tabellen

- Tab. 1 Experimentstatistik
- Tab. 2 Eichung des Energiemarkierungssystems bei drei Photonenenergien
- Tab. 3 Verseuchungsmatrix bei 3-Prong Reaktionen vor und nach der Ionisationsentscheidung. Hypothese $p\pi^+\pi^-$ und $\pi^+p\pi^-$ bedeutet, daß die erste positive Spur im 1. Fall das Proton und im 2. Fall ein π^+ sein soll.
- Tab. 4 Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse, die in dieser Arbeit benutzt wurden
- Tab. 5 a Topologische Wirkungsquerschnitte normiert auf

$$\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{1Prong}} = 98.7 \mu\text{b} + \frac{64.9 \mu\text{b}}{\sqrt{E_\gamma}} - \frac{80 \mu\text{b}}{E_\gamma}, \quad E_\gamma \text{ in GeV}$$
- Tab. 5 b Topologische Wirkungsquerschnitte
- Tab. 6 Reaktionswirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$
- Tab. 7 Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dt dm}$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und vier Photonenenergien
- Tab. 8 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\rho^0$
 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$
- Tab. 9 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\rho^0$
 Parameter für die Anpassung $\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{d\sigma}{d|t|}\Big|_{t=0} e^{-B|t|}$ und $n(t) = C - D|t|$
- Tab. 10 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\rho^0$
 Dichtematrixelemente ρ_{00} , ρ_{1-1} und $\text{Re } \rho_{10}$ im Helizitäts-, Jackson- und Adairsystem.
- Tab. 11 Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$
 Dichtematrixelemente ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{3-1}$ und $\text{Re } \rho_{31}$
- Tab. 12 Reaktionswirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$
- Tab. 13 Reaktionswirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$ und der Nofit-Hypothesen

Tabelle 1: Experimentstatistik

Abschnitt	I	II	III	IV	Σ
Datum	6,9/69	12/69	1/70	2/70	
Filmbereich	7 - 75	91 - 155	165 - 231	235 - 305	
E_{e^+} (GeV)	$6.5 \pm .03$	$4.3 \pm .03$	$3.5 \pm .02$	$2.9 \pm .02$	
E_Y (GeV)	4.1 - 6.2	3.1 - 4.0	2.3 - 3.2	1.7 - 2.6	1.7 - 6.2
ΔE_Y (GeV)	.025 - .080	0.025	0.022	0.025	
N_Y /sec	10 000	8000	10 000	6000	
Bilder	190K	210K	230K	240K	870K
davon leer %	35	42	27	44	
Trigger von vorn %	10	9	15	12	
Trigger durch niederenerg. Paar %	20	22	24	15	
Trigger durch hochenerg. Paar %	11	7	12	14	
hadronische Ereignisse %	24	20	22	25	
gemessene e^+e^- -Paare	7000	4200	3000	3000	17 200
gemessene Ereignisse ($Q=0,1$)	25100	27400	35500	33900	121 900
davon in Hamburg gemessen	21700	8800	17200	27000	74 700
Ereignisse am Wasserstoff	10330	8600	10580	8960	38 460

Tabelle 2a

Eichung des Energiemarkierungssystems

E _{e+} = 4.30 [GeV] ΔE _{e+} = 0.03 [GeV] Filmbereich 91 - 124 RUN IIa					
Kanalnummer	Kanalmitte E _γ [GeV]	±ΔE _γ [GeV]	Kanalmitte E' _{e+} [GeV]	±ΔE' _{e+} [GeV]	Akzeptanz [%]
1	3.987	.025	.313	.020	4.02
2	3.945	.026	.355	.022	4.40
3	3.903	.025	.397	.020	4.14
4	3.866	.022	.434	.016	3.33
5	3.827	.028	.473	.023	4.78
6	3.784	.025	.516	.020	4.11
7	3.744	.025	.556	.020	4.12
8	3.707	.023	.593	.017	3.59
9	3.668	.027	.632	.022	4.74
10	3.627	.024	.673	.019	4.11
11	3.586	.026	.714	.021	4.57
12	3.545	.025	.755	.020	4.42
13	3.506	.024	.794	.018	4.04
14	3.467	.026	.833	.021	4.59
15	3.427	.024	.873	.019	4.25
16	3.389	.025	.911	.020	4.41
17	3.350	.024	.950	.019	4.35
18	3.311	.025	.989	.020	4.52
19	3.273	.024	1.027	.019	4.49
20	3.233	.025	1.067	.020	4.68
21	3.195	.023	1.105	.018	4.30
22	3.155	.027	1.145	.022	5.28
23	3.144	.025	1.186	.020	4.76

Tabelle 2b

Eichung des Energiemarkierungssystems

E _{e+} = 4.3 [GeV] E _{e+} = 0.03 [GeV] Filmbereich 132 - 155 RUN IIb					
Kanal- nummer	Kanalmitte E _γ [GeV]	±ΔE _γ [GeV]	Kanalmitte E' _{e+} [GeV]	±ΔE' _{e+} [GeV]	Akzeptanz [%]
1	3.915	.024	.385	.019	3.89
2	3.874	.026	.426	.022	4.43
3	3.834	.025	.466	.019	4.03
4	3.797	.023	.503	.017	3.57
5	3.759	.025	.541	.021	4.32
6	3.718	.026	.582	.021	4.41
7	3.677	.025	.623	.020	4.35
8	3.639	.023	.661	.018	3.88
9	3.600	.025	.700	.020	4.42
10	3.561	.024	.739	.019	4.14
11	3.522	.025	.778	.020	4.52
12	3.482	.025	.818	.019	4.34
13	3.444	.023	.856	.018	4.02
14	3.406	.025	.894	.021	4.67
15	3.367	.024	.933	.018	4.21
16	3.329	.024	.971	.019	4.47
17	3.292	.024	1.008	.018	4.28
18	3.254	.024	1.046	.019	4.50
19	3.216	.024	1.084	.019	4.45
20	3.178	.025	1.122	.020	4.72
21	3.141	.023	1.159	.018	4.27
22	3.102	.026	1.198	.021	5.27
23	3.062	.024	1.238	.019	4.72

Tabelle 2c

Eichung des Energiemerkierungssystems

E _{e+} = 3.50 [GeV] ΔE _{e+} = 0.02 [GeV] Filmbereich 161 - 227 RUN 111					
Kanal- nummer	Kanalmitte E _γ [GeV]	±ΔE _γ [GeV]	Kanalmitte E' _{e+} [GeV]	±ΔE' _{e+} [GeV]	Akzeptanz [%]
1	3.168	.021	.332	.019	3.70
2	3.128	.024	.372	.022	4.32
3	3.087	.022	.413	.020	3.93
4	3.049	.020	.451	.017	3.53
5	3.011	.023	.489	.021	4.22
6	2.970	.023	.530	.021	4.35
7	2.928	.023	.572	.020	4.23
8	2.890	.021	.610	.018	3.81
9	2.852	.023	.648	.020	4.31
10	2.812	.022	.688	.019	4.13
11	2.773	.023	.727	.021	4.47
12	2.732	.022	.768	.020	4.32
13	2.695	.020	.805	.018	3.99
14	2.657	.023	.843	.021	4.64
15	2.618	.021	.882	.018	4.20
16	2.580	.022	.920	.019	4.49
17	2.542	.021	.958	.018	4.35
18	2.505	.022	.995	.019	4.57
19	2.467	.021	1.033	.019	4.57
20	2.428	.022	1.072	.020	4.87
21	2.391	.020	1.109	.018	4.40
22	2.351	.024	1.149	.022	5.57
23	2.310	.021	1.190	.019	4.92

Tabelle 2d

Eichung des Energiemarkierungssystems

E _{e+} = 2.90 [GeV] ΔE _{e+} = 0.01 [GeV] Filmbereich 250 - 301 RUN IV					
Kanalnummer	Kanalmitte E _γ [GeV]	±ΔE _γ [GeV]	Kanalmitte E' _{e+} [GeV]	±ΔE' _{e+} [GeV]	Akzeptanz [%]
1	2.585	.024	.312	.019	3.49
2	2.548	.026	.352	.021	3.98
3	2.506	.025	.394	.020	3.79
4	2.469	.023	.431	.017	3.19
5	2.430	.027	.470	.022	4.30
6	2.387	.026	.513	.021	4.04
7	2.345	.026	.555	.022	4.26
8	2.306	.023	.594	.017	3.49
9	2.267	.026	.633	.022	4.41
10	2.227	.024	.673	.019	3.86
11	2.186	.027	.714	.022	4.64
12	2.145	.024	.755	.019	4.09
13	2.107	.024	.793	.019	4.12
14	2.068	.025	.832	.020	4.50
15	2.028	.025	.872	.020	4.41
16	1.989	.024	.911	.019	4.37
17	1.950	.025	.950	.020	4.69
18	1.912	.024	.988	.019	4.48
19	1.873	.025	1.027	.020	4.97
20	1.833	.025	1.067	.019	4.86
21	1.794	.025	1.106	.019	4.99
22	1.754	.026	1.146	.021	5.45
23	1.713	.025	1.187	.020	5.53

Tabelle 3:

Verseuchungsmatrix für Zwei- und Dreispurereignisse,

Angaben in % für den Energiebereich $1.6 \leq E_\gamma \leq 2.6$

Vor der Ionisationsentscheidung					
Endzustand	$p\pi^+\pi^-$	$\pi^+p\pi^-$	$p\pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+p\pi^-\pi^0$	$n2\pi^+\pi^-$
$p\pi^+\pi^-$	13.1	3.8	0.8	6.3	0.03
$\pi^+p\pi^-$		22.5	6.2	0.6	0.07
$p\pi^+\pi^-\pi^0$			11.9	4.1	4.5
$\pi^+p\pi^-\pi^0$				10.8	3.9
$n2\pi^+\pi^-$					9.5
Nach der Ionisationsentscheidung					
Endzustand	$p\pi^+\pi^-$	$\pi^+p\pi^-$	$p\pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+p\pi^-\pi^0$	$n2\pi^+\pi^-$
$p\pi^+\pi^-$	17.2	1.8	0.6	2.7	0
$\pi^+p\pi^-$		26.7	2.6	0.4	0
$p\pi^+\pi^-\pi^0$			16.1	1.9	2.4
$\pi^+p\pi^-\pi^0$				13.5	2.1
$n2\pi^+\pi^-$					17.5

Tabelle 4a

Anzahl der Hypothesen

Zwei- und Dreispurereignisse

Photonenenergie (GeV)	1.6 - 1.9	1.9 - 2.1	2.1 - 2.3	2.3 - 2.6	2.6 - 3.0	3.0 - 3.25	3.25 - 3.6	3.6 - 4.0
1. $p\pi^+\pi^-$	870	691	538	1560	979	747	671	583
gew	989	791	631	1821	1169	911	825	738
2. $p\pi^+\pi^-\pi^0$	495	437	335	1135	782	613	540	464
gew	545	487	378	1264	877	693	619	539
3. $n2\pi^+\pi^-$	175	182	141	587	452	316	314	313
gew	189	204	153	646	501	400	352	354
4. zweideutige Hyp. 2 und 3	12	9	9	52	32	34	26	36
gew	14	9	10	54	34	38	27	39
5. $p\pi^+\pi^-\pi^0(m \geq 2)$	171	125	136	378	281	258	308	296
gew	186	141	158	427	318	298	353	331
6. $n2\pi^+\pi^-\pi^0(m \geq 1)$	64	56	69	217	153	163	227	205
gew	66	60	73	228	160	172	245	224
7. zweideutige Hyp. 5 und 6	106	104	111	411	357	323	361	403
gew	115	114	125	458	404	361	403	465
Summe	1892	1604	1339	4340	3036	2498	2447	2300
gew	2104	1806	1528	4898	3463	2873	2824	2690

Tabelle 4b

Anzahl der Hypothesen

Vier- und Fünfspurereignisse

Photonenenergie (GeV)	1.6 - 1.9	1.9 - 2.1	2.1 - 2.3	2.3 - 2.6	2.6 - 3.0	3.0 - 3.25	3.25 - 3.6	3.6 - 4.0
1) $p2\pi^+2\pi^-$	22	27	21	109	122	122	98	109
gew	24	33	23	119	136	136	114	123
2) $p2\pi^+2\pi^-\pi^0$		3	7	48	56	103	104	119
gew		3	7	56	58	113	117	139
3) $n3\pi^+2\pi^-$		1	2	11	10	18	38	48
gew		1	2	11	10	19	41	52
4) zweideutige Hyp. 2 und 3					1	2		1
gew					1	2		1
5) $p2\pi^+2\pi^-\pi^0 (m \geq 2)$	2	2	1	17	10	23	31	51
gew	2	2	1	19	10	24	32	54
6) $n3\pi^+2\pi^-\pi^0 (m \geq 1)$				4	1	4	13	13
gew				4	1	4	13	13
7) zweideutige Hyp. 5 und 6	1	2	4	15	13	17	17	31
gew	1	2	4	15	13	17	17	33
Summe	25	35	35	204	213	289	301	372
gew	27	41	37	224	229	315	334	415

Tabelle 5:

a) Topologische Wirkungsquerschnitte in μb

Die Summe der Wirkungsquerschnitte ist normiert auf

$$\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{1Prong}} = (98.7 + 64.3 E_{\gamma}^{-0.5} - 80.0 E_{\gamma}^{-1}) \mu\text{b}, E_{\gamma} \text{ in GeV}$$

Energie (GeV)	1.6-1.9	1.9-2.1	2.1-2.3	2.3-2.6	2.6-3.25	3.25-4.0
3 Prong	93.5±3.8	95.1±4.0	97.1±4.3	94.1±3.2	92.5±3.1	87.1±3.6
5 Prong	3.3±0.5	3.6±0.5	3.2±0.5	6.4±0.5	10.0±0.7	14.0±1.1
7 Prong	-	-	-	0.1±0.1	0.2±0.1	0.6±0.2
vis. strange	5.2±0.6	5.9±0.7	5.9±0.7	6.9±0.6	6.5±0.5	9.1±0.8

b) Topologische Wirkungsquerschnitte in μb

Diese Daten sind nach $\sigma = F \cdot \frac{\text{NeV}}{N_{\gamma}^*}$, $F = \text{Target-Konstante}$, NeV und $N_{\gamma}^* = \text{Zahl}$

der Ereignisse bzw. Photonen bestimmt worden. Diese Daten wurden in der weiteren Analyse nicht benutzt.

Energie (GeV)	1.7-1.9	1.9-2.3	2.3-2.6	2.6-3.0	3.1-3.5	3.5-4.0
3 Prong	88.2±(4)10	88.8±(4)10	94.9±(4)10	87.8±(4)10	92.6±(5)12	77.3±(4)10
5 Prong	4 ± (1)2		9 ± (5)8		12 ± (1.3)3	14.0±(1.5)8

Die Werte in Klammern geben den statistischen Fehler an.

Die Daten wurden von J. Knobloch (KNO 71, KNO 72) berechnet.

Tabelle 6:

Reaktionswirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ in μb

Energie in GeV	1.6 - 1.9	1.9 - 2.1	2.1 - 2.3	2.3 - 2.6	2.6 - 3.25	3.25 - 4.0
Endzustand						
$p \pi^+ \pi^-$	41.7 ± 2.3	39.7 ± 2.4	38.5 ± 2.4	33.8 ± 1.7	28.1 ± 1.6	23.4 ± 1.2
$p \rho^0$ (Ross-Stodolsky)	21.8 ± 1.4	22.1 ± 1.7	22.2 ± 1.6	19.7 ± 1.1	18.5 ± 1.1	17.7 ± 1.0
$p \rho^0$ (Interferenz)	19.2 ± 1.6	20.7 ± 1.9	20.8 ± 1.8	17.0 ± 1.3	17.0 ± 1.3	17.0 ± 1.2
$p \rho^0_{\text{rück}}$	2.8 ± 0.8	1.1 ± 0.5	0.75 ± 0.7	0.67 ± 0.2	0.46 ± 0.15	0.17 ± 0.08
$\Delta^{++} \pi^-$	6.1 ± 1.0	5.4 ± 0.9	4.2 ± 0.8	3.8 ± 0.6	2.9 ± 0.5	1.7 ± 0.5
$\Delta^0 (\rightarrow p \pi^-) \pi^+$	0.9 ± 0.6	0.7 ± 0.7	0.2 ± 0.5	0.1 ± 0.2	0.2 ± 0.2	0.02 ± 0.1

$ t $ (GeV ²)	.0-.03	.03-.06	.06-.09	.09-.12	.12-.15	.15-.18	.18-.24	.24-.30	.30-.40	.40-.55	.55-.80	$d\sigma/dM$
M(GeV)												
0.32-0.36	22± 21	23± 21	0	0	0	19± 19	10± 10	0	0	4± 4	34± 9	12± 3
0.36-0.40	180± 59	96± 43	67± 36	24± 22	47± 30	0	12± 10	42± 20	0	12± 7	19± 7	22± 4
0.40-0.44	93± 42	143± 52	147± 53	44± 29	20± 19	0	22± 14	11± 10	12± 8	8± 6	19± 7	22± 4
0.44-0.48	328± 79	184± 59	46± 30	109± 46	0	23± 21	0	21± 14	6± 6	12± 7	29± 8	32± 4
0.48-0.52	279± 73	157± 55	132± 50	67± 36	46± 30	47± 30	30± 17	43± 20	6± 6	8± 6	29± 8	35± 5
0.52-0.56	196± 61	159± 55	247± 69	64± 35	113± 46	43± 29	20± 14	32± 17	6± 6	24± 10	40± 10	42± 5
0.56-0.60	246± 68	225± 66	142± 52	124± 49	87± 41	23± 21	32± 17	74± 26	43± 16	20± 9	43± 10	50± 5
0.60-0.64	159± 55	287± 74	374± 84	175± 58	201± 62	47± 30	51± 22	42± 20	12± 8	25± 10	57± 11	62± 6
0.64-0.68	126± 49	374± 84	287± 74	102± 44	276± 73	280± 73	80± 28	51± 22	50± 17	17± 8	59± 12	73± 6
0.68-0.72	151± 54	645± 111	421± 90	275± 72	285± 74	193± 61	131± 35	127± 35	39± 15	50± 14	88± 14	108± 8
0.72-0.76	44± 29	633± 110	689± 115	431± 91	495± 97	326± 79	238± 48	115± 33	67± 20	57± 15	95± 15	139± 9
0.76-0.80	88± 41	315± 78	544± 102	629± 110	343± 81	263± 71	288± 52	153± 38	103± 24	60± 15	125± 17	142± 9
0.80-0.84	0	147± 53	258± 70	253± 70	167± 56	174± 58	121± 34	93± 30	24± 12	34± 11	85± 14	72± 6
0.84-0.88	0	40± 28	101± 44	69± 36	106± 45	103± 44	68± 25	43± 20	30± 13	35± 12	51± 11	40± 5
0.88-0.92	0	0	23± 21	103± 44	117± 47	86± 41	64± 25	89± 29	13± 9	29± 10	68± 13	42± 5
0.92-0.96	0	0	0	28± 23	122± 48	49± 31	85± 28	31± 17	33± 14	21± 9	72± 13	37± 5
0.96-1.00	0	0	0	22± 21	44± 29	79± 39	52± 22	53± 22	20± 11	8± 5	33± 9	22± 4
1.00-1.04	0	0	0	23± 21	20± 20	21± 20	58± 23	46± 21	26± 12	22± 9	34± 9	22± 4
1.04-1.08	0	0	0	0	0	19± 19	43± 20	0	46± 16	28± 10	15± 6	16± 3
1.08-1.12	0	0	0	0	0	21± 20	31± 17	11± 10	3± 4	14± 7	26± 8	12± 3
1.12-1.16	0	0	0	0	0	0	0	0	37± 15	17± 8	17± 6	10± 2
1.16-1.24	0	0	0	0	0	0	0	0	0	2± 2	3± 2	1± 1
1.24-1.32	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.32-1.40	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.40-1.48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.48-1.56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.56-1.64	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.64-1.72	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.72-1.80	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.80-1.88	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.88-1.96	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.96-2.04	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$d\sigma/d t $	79± 8	137± 10	139± 10	102± 9	99± 9	73± 7	57± 5	43± 4	23± 2	20± 2	42± 2	41± 1

Tabelle 7a:

Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$, $1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 2.1 \text{ GeV}$

$$\frac{d^2\sigma}{d|t| dM_{\pi^+\pi^-}}$$

$$\left(\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^3} \right)$$

$ t $ (GeV ²) M(GeV)	.0-.03	.03-.06	.06-.09	.09-.12	.12-.15	.15-.18	.18-.24	.24-.30	.30-.40	.40-.55	.55-.80	$d\sigma/dM$	
0.32-0.36	73± 30	0	19± 15	14± 13	13± 13	16± 14	0	0	4± 4	0	8± 3	6± 2	2
0.36-0.40	128± 40	107± 36	0	48± 24	0	0	8± 7	6± 6	0	5± 4	16± 5	14± 2	2
0.40-0.44	68± 29	35± 21	82± 32	16± 14	28± 19	12± 12	8± 7	7± 7	0	3± 3	9± 4	11± 2	2
0.44-0.48	81± 32	33± 20	62± 28	74± 30	27± 18	15± 14	8± 7	7± 7	0	11± 5	14± 5	15± 2	2
0.48-0.52	154± 44	164± 45	96± 34	61± 27	0	15± 14	35± 15	0	8± 6	5± 4	19± 5	23± 3	3
0.52-0.56	215± 52	151± 43	122± 39	86± 33	52± 25	107± 36	61± 19	29± 13	8± 6	8± 4	30± 7	37± 4	4
0.56-0.60	294± 60	216± 52	156± 44	135± 41	91± 33	45± 24	0	22± 12	13± 7	6± 4	19± 5	36± 4	4
0.60-0.64	400± 70	283± 59	233± 52	153± 43	42± 23	77± 31	70± 21	25± 12	21± 9	8± 5	35± 7	53± 4	4
0.64-0.68	251± 56	323± 63	118± 38	334± 64	172± 46	107± 36	164± 32	49± 17	26± 10	38± 10	40± 8	70± 5	5
0.68-0.72	437± 73	422± 72	372± 68	333± 64	227± 53	172± 46	136± 29	112± 26	49± 13	13± 6	43± 8	92± 6	6
0.72-0.76	397± 70	416± 72	468± 76	386± 69	394± 70	300± 61	194± 35	126± 28	53± 14	44± 10	78± 11	121± 7	7
0.76-0.80	211± 51	449± 74	419± 72	278± 59	221± 52	335± 64	165± 32	92± 24	90± 18	22± 7	102± 12	110± 6	6
0.80-0.84	29± 19	326± 63	283± 59	220± 52	174± 46	115± 38	101± 25	78± 22	50± 14	45± 11	53± 9	70± 5	5
0.84-0.88	0	121± 39	93± 34	49± 25	135± 41	57± 27	48± 17	63± 13	46± 13	25± 8	40± 8	39± 4	4
0.88-0.92	0	60± 27	78± 31	70± 29	31± 19	56± 26	48± 17	38± 15	32± 11	13± 6	42± 8	30± 3	3
0.92-0.96	0	13± 13	74± 30	21± 16	45± 23	18± 15	28± 13	14± 9	25± 10	11± 5	33± 7	20± 3	3
0.96-1.00	0	0	59± 27	57± 26	15± 13	0	0	11± 8	12± 7	18± 7	37± 7	18± 3	3
1.00-1.04	0	0	13± 13	13± 13	72± 30	59± 27	40± 16	21± 11	8± 6	11± 5	34± 7	19± 3	3
1.04-1.08	0	0	0	29± 19	0	53± 26	14± 9	0	22± 9	8± 4	40± 8	17± 2	2
1.08-1.12	0	0	0	0	14± 13	32± 20	36± 15	0	28± 10	14± 6	38± 7	18± 3	3
1.12-1.16	0	0	0	0	60± 27	24± 17	18± 11	22± 12	21± 9	4± 3	52± 9	21± 3	3
1.16-1.24	0	0	0	0	0	0	34± 10	17± 7	13± 5	10± 4	42± 6	16± 2	2
1.24-1.32	0	0	0	0	0	0	0	8± 5	9± 4	11± 4	32± 5	11± 1	1
1.32-1.40	0	0	0	0	0	0	0	8± 5	2± 2	1± 1	10± 3	3± 1	1
1.40-1.48	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1± 1	2± 1	1± 0	0
1.48-1.56	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.56-1.64	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.64-1.72	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.72-1.80	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.80-1.88	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.88-1.96	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.96-2.04	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$d\sigma/d t $	110± 7	125± 8	109± 7	95± 7	73± 6	65± 6	50± 4	32± 3	23± 2	14± 1	38± 2	36± 1	1

Tabelle 7b: Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$, $2.1 \text{ GeV} < E_\gamma < 2.6 \text{ GeV}$

$$\frac{d^2\sigma}{d|tp \rightarrow p| dM_{\pi^+ \pi^-}} \left(\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^3} \right)$$

$ t $ (GeV ²)	.0-.03		.03-.06		.06-.09		.09-.12		.12-.15		.15-.18		.18-.24		.24-.30		.30-.40		.40-.55		.55-.80		d σ /dM	
M(GeV)																								
0.32-0.36	62±	26	23±	16	22±	16	18±	14	0	0	6±	6	0	0	0	0	0	0	1±	1	4±	1		
0.36-0.40	124±	37	24±	17	0		0		13±	12	0		15±	9	0		0		5±	3	1±	1	7±	2
0.40-0.44	78±	30	46±	23	0		19±	15	15±	13	16±	13	6±	6	0		4±	4	0		0		6±	1
0.44-0.48	147±	41	24±	17	16±	13	33±	19	12±	12	13±	12	7±	6	0		8±	5	0		7±	3	10±	2
0.48-0.52	198±	47	148±	41	49±	23	58±	25	34±	20	13±	12	13±	9	13±	9	12±	6	7±	4	7±	3	21±	3
0.52-0.56	283±	57	124±	37	0		69±	28	13±	12	51±	24	32±	13	6±	6	10±	6	0		17±	5	24±	3
0.56-0.60	292±	57	202±	48	109±	35	95±	33	71±	28	73±	29	26±	12	6±	6	7±	5	3±	2	17±	5	33±	3
0.60-0.64	443±	71	202±	48	67±	28	115±	36	78±	30	104±	34	27±	12	39±	15	8±	5	7±	4	4±	2	37±	4
0.64-0.68	340±	62	201±	48	156±	42	225±	50	82±	30	139±	40	87±	22	19±	10	19±	8	7±	4	17±	5	48±	4
0.68-0.72	499±	75	385±	66	421±	69	241±	52	115±	36	116±	36	98±	23	80±	21	27±	10	15±	6	31±	6	77±	5
0.72-0.76	482±	74	488±	74	432±	70	175±	44	330±	61	194±	47	127±	27	121±	26	54±	13	38±	9	55±	9	103±	6
0.76-0.80	325±	61	499±	75	346±	62	306±	59	172±	44	177±	45	72±	20	80±	21	83±	17	30±	8	63±	9	92±	6
0.80-0.84	114±	36	195±	47	192±	47	99±	33	91±	32	64±	27	77±	21	40±	15	36±	11	25±	8	35±	7	46±	4
0.84-0.88	51±	24	81±	30	53±	24	104±	34	36±	20	49±	23	52±	17	36±	14	16±	7	25±	7	16±	5	26±	3
0.88-0.92	14±	13	38±	21	12±	12	36±	20	97±	33	37±	21	26±	12	6±	6	31±	10	12±	5	19±	5	19±	3
0.92-0.96	0		12±	11	11±	11	12±	12	12±	11	0		27±	12	39±	15	9±	5	10±	5	22±	6	13±	2
0.96-1.00	0		12±	11	12±	11	0		11±	11	25±	17	48±	16	0		12±	6	7±	4	28±	6	14±	2
1.00-1.04	0		26±	17	35±	20	0		0		0		17±	10	14±	9	13±	7	19±	7	19±	5	13±	2
1.04-1.08	0		0		34±	19	26±	17	16±	13	0		14±	9	27±	12	7±	5	12±	5	15±	4	11±	2
1.08-1.12	0		0		0		12±	12	0		40±	21	30±	13	6±	6	0		2±	2	22±	5	10±	2
1.12-1.16	0		0		12±	12	24±	16	0		0		0		26±	12	7±	5	3±	3	23±	6	9±	2
1.16-1.24	0		0		0		22±	11	0		27±	12	23±	8	18±	7	8±	4	6±	3	13±	3	9±	1
1.24-1.32	0		0		0		6±	6	0		30±	13	14±	6	20±	8	13±	5	4±	2	30±	4	12±	1
1.32-1.40	0		0		0		0		0		9±	7	18±	7	22±	8	9±	4	6±	3	17±	3	9±	1
1.40-1.48	0		0		0		0		0		0		3±	3	7±	5	12±	4	3±	2	15±	3	6±	1
1.48-1.56	0		0		0		0		0		0		0		0		0		1±	1	9±	2	2±	1
1.56-1.64	0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		7±	2	2±	1
1.64-1.72	0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0	
1.72-1.80	0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0	
1.80-1.88	0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0	
1.88-1.96	0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0	
1.96-2.04	0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0		0	
d σ /d $ t $	138±	8	109±	7	79±	6	70±	6	48±	5	50±	5	37±	3	28±	3	18±	2	11±	1	24±	1	28±	1

Tabelle 7c: Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^-$, $2.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 3.25 \text{ GeV}$ $\frac{d^2\sigma}{d|t|_{\rho \rightarrow \rho} dM_{\pi^+ \pi^-}} \left(\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^3} \right)$

$ \tau $ (GeV ²) M (GeV)	.0-.03	.03-.06	.06-.09	.09-.12	.12-.15	.15-.18	.18-.24	.24-.30	.30-.40	.40-.55	.55-.80	dσ/dM
0.32-0.36	0	16± 14	0	0	0	0	0	0	5± 4	0	0	1± 1
0.36-0.40	136± 41	20± 16	25± 18	0	0	0	16±10	0	0	0	3± 2	7± 2
0.40-0.44	53± 26	49± 25	76± 31	22± 17	17± 15	15± 14	0	14± 9	8± 6	0	2± 2	9± 2
0.44-0.48	237± 55	36± 21	71± 30	32± 20	0	29± 19	16±10	16± 10	4± 4	0	2± 2	15± 2
0.48-0.52	120± 39	91± 34	100± 35	30± 19	0	15± 14	0	0	0	0	6± 3	12± 2
0.52-0.56	263± 57	106± 37	50± 25	17± 15	56± 27	46± 24	36±15	17± 10	0	6± 4	2± 2	21± 3
0.56-0.60	264± 58	157± 44	106± 37	0	29± 19	14± 13	24±12	16± 10	13± 7	0	12± 4	24± 3
0.60-0.64	329± 64	239± 55	106± 37	204± 51	58± 27	93± 34	0	0	9± 6	0	5± 3	33± 4
0.64-0.68	373± 68	366± 68	210± 51	113± 38	97± 35	78± 31	65±20	28± 13	13± 7	8± 5	10± 4	48± 4
0.68-0.72	514± 80	435± 74	221± 53	251± 56	128± 40	83± 32	101±25	83± 23	32± 11	11± 5	15± 5	69± 5
0.72-0.76	645± 90	489± 78	271± 58	250± 56	283± 60	166± 46	142±30	40± 16	51± 14	30± 9	29± 7	91± 6
0.76-0.80	291± 60	288± 60	306± 62	297± 61	132± 41	197± 50	88±24	51± 18	51± 14	20± 7	34± 7	70± 5
0.80-0.84	213± 52	175± 47	159± 45	132± 41	59± 27	85± 33	40±16	42± 16	61± 15	16± 6	15± 5	42± 4
0.84-0.88	20± 16	40± 22	42± 23	29± 19	41± 23	83± 32	68±21	14± 9	20± 9	9± 5	13± 4	19± 3
0.88-0.92	30± 20	28± 19	85± 33	14± 13	42± 23	27± 19	23±12	14± 10	9± 6	0	6± 3	12± 2
0.92-0.96	27± 18	38± 22	31± 20	13± 13	55± 26	14± 13	7± 7	7± 7	4± 4	6± 4	5± 3	9± 2
0.96-1.00	15± 14	0	0	0	14± 13	0	7± 7	0	4± 4	4± 3	9± 4	5± 1
1.00-1.04	0	48± 25	44± 24	0	0	28± 19	0	7± 7	4± 4	3± 3	15± 5	9± 2
1.04-1.08	0	15± 14	22± 17	14± 13	13± 13	0	7± 7	0	0	0	2± 2	3± 1
1.08-1.12	0	0	0	0	0	14± 13	25±12	7± 6	9± 6	6± 4	12± 4	7± 2
1.12-1.16	0	0	22± 17	0	14± 13	58± 27	7± 7	7± 7	9± 6	6± 4	6± 3	7± 2
1.16-1.24	0	0	0	7± 7	0	7± 7	7± 5	7± 5	2± 2	1± 1	10± 3	4± 1
1.24-1.32	0	0	13± 9	0	7± 6	7± 7	4± 3	0	6± 3	4± 2	15± 3	6± 1
1.32-1.40	0	0	0	0	0	14± 9	15± 7	11± 6	2± 2	7± 3	11± 3	6± 1
1.40-1.48	0	0	0	0	7± 7	0	4± 3	0	12± 5	0	12± 3	5± 1
1.48-1.56	0	0	0	0	0	0	7± 5	6± 4	13± 5	2± 2	11± 3	5± 1
1.56-1.64	0	0	0	0	0	0	0	12± 6	4± 3	1± 1	11± 3	4± 1
1.64-1.72	0	0	0	0	0	0	0	0	9± 4	0	11± 3	4± 1
1.72-1.80	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	9± 3	2± 1
1.80-1.88	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	3± 1	1± 0
1.88-1.96	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1.96-2.04	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
dσ/d τ	141± 8	105± 7	80± 6	57± 5	43± 5	44± 5	30± 3	17± 2	16± 2	6± 1	15± 1	23± 1

Tabelle 7d: Reaktion $\gamma p \rightarrow p^+ \pi^-$, $3.25 \text{ GeV} < E_\gamma < 4.0 \text{ GeV}$ $\frac{d^2\sigma}{d|\tau| dM_{\pi^+\pi^-}} \left(\frac{\text{nb}}{\text{GeV}^3} \right)$

Tabelle 8: Reaktion $\gamma p \rightarrow p p^0$

Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$

Parametrisierungen nach Ross-Stodolsky

$ t $ (GeV ²)	$d\sigma/d t $ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)			
	$1.6 < E_\gamma < 2.1$	$2.1 < E_\gamma < 2.6$	$2.6 < E_\gamma < 3.25$	$3.25 < E_\gamma < 4.0$
0.0 - 0.02	-	77.0 ± 16.1	105.7 ± 12.8	97.4 ± 4.0
0.02 - 0.04	115.3 ± 11.2	119.7 ± 15.0	131.1 ± 8.9	148.8 ± 9.0
0.04 - 0.06	116.5 ± 21.9	112.2 ± 11.2	95.9 ± 8.5	69.9 ± 8.7
0.06 - 0.08	111.3 ± 17.0	101.7 ± 7.5	77.6 ± 3.0	70.6 ± 7.2
0.08 - 0.10	99.9 ± 10.8	78.5 ± 6.0	69.0 ± 4.1	52.7 ± 4.2
0.10 - 0.14	86.8 ± 6.3	71.1 ± 3.4	50.8 ± 2.7	46.5 ± 1.4
0.14 - 0.18	60.0 ± 4.0	56.8 ± 3.1	40.0 ± 2.0	40.7 ± 2.2
0.18 - 0.24	35.8 ± 4.0	36.9 ± 2.4	25.1 ± 2.3	21.9 ± 1.7
0.24 - 0.30	27.4 ± 2.5	22.9 ± 1.9	17.0 ± 1.8	12.2 ± 1.3
0.30 - 0.40	10.4 ± 1.8	14.1 ± 1.3	10.4 ± 1.2	9.6 ± 1.1
0.40 - 0.50	8.3 ± 2.1	8.2 ± 1.3	6.6 ± 1.0	4.7 ± 0.9
0.50 - 0.60	5.5 ± 1.4	4.8 ± 0.9	4.3 ± 0.9	2.2 ± 0.6
0.60 - 1.00	2.7 ± 0.7	1.6 ± 0.4	1.4 ± 0.3	1.3 ± 0.2
1.00 - 1.50	2.6 ± 0.6	1.8 ± 0.4	1.0 ± 0.2	0.5 ± 0.2
1.50 - 2.50	0.5 ± 0.2	0.1 ± 0.1	0.3 ± 0.1	1.5 ± 0.1
2.50 - 3.50	-	0.3 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.0 ± 0.1
Interferenz-Modell				
0.0 - 0.02	57.7 ± 14.0	30.4 ± 5.0	67.6 ± 5.5	81.8 ± 10.4
0.02 - 0.04	56.7 ± 9.6	97.9 ± 12.8	99.5 ± 10.3	126.2 ± 11.0
0.04 - 0.06	92.2 ± 16.2	89.3 ± 12.6	82.6 ± 10.4	70.2 ± 9.3
0.06 - 0.08	102.9 ± 12.7	98.1 ± 9.2	69.6 ± 7.1	67.7 ± 8.3
0.08 - 0.10	88.9 ± 16.4	71.1 ± 9.7	60.9 ± 8.2	55.0 ± 6.5
0.10 - 0.14	81.6 ± 9.0	69.3 ± 5.0	50.7 ± 3.6	41.9 ± 5.1
0.14 - 0.18	49.8 ± 6.5	54.5 ± 5.5	38.8 ± 4.5	44.3 ± 2.7
0.18 - 0.24	33.3 ± 4.2	40.3 ± 4.0	30.6 ± 2.5	26.8 ± 1.5
0.24 - 0.30	30.4 ± 3.9	25.2 ± 3.1	22.6 ± 1.9	15.8 ± 1.2
0.30 - 0.40	15.5 ± 2.6	17.4 ± 1.5	13.5 ± 0.8	13.7 ± 1.2
0.40 - 0.50	10.8 ± 2.0	10.4 ± 1.7	8.7 ± 1.1	5.8 ± 0.9
0.50 - 0.60	4.8 ± 1.4	5.5 ± 1.3	6.5 ± 0.9	2.9 ± 0.7

Tabelle 9:

Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$

Parameter für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{d\sigma}{d|t|} \Big|_{t=0} \exp(-B|t|)$ und für den Ross-Stodolsky-Faktor $\left(\frac{\rho}{M\pi\pi}\right)^n$, $n(t) = C - D|t|$

Energie GeV	Interferenz-Modell		Parametrisierung nach Ross-Stodolsky				t -Intervall GeV ² /c ²
	$\frac{d\sigma}{dt} \Big _{t=0}$ $\frac{\mu b}{\text{GeV}^2}$	B GeV ⁻²	$\frac{d\sigma}{dt} \Big _{t=0}$ $\frac{\mu b}{\text{GeV}^2}$	B GeV ⁻²	C	D GeV ⁻²	
1.6 - 2.1	143 ± 17	6.1 ± 0.4	205 ± 20	7.8 ± 0.4	5.7 ± 0.6	17.1 ± 4.9	0.04 - 0.5
2.1 - 2.6	135 ± 14	5.8 ± 0.3	160 ± 13	6.9 ± 0.3	5.9 ± 0.3	11.1 ± 0.6	0.04 - 0.5
2.6 - 3.25	105 ± 9	5.8 ± 0.3	134 ± 9	7.6 ± 0.3	5.1 ± 0.3	8.0 ± 1.8	0.02 - 0.5
3.25- 4.0	112 ± 10	5.7 ± 0.3	128 ± 9	8.1 ± 0.3	5.1 ± 0.3	5.8 ± 2.2	0.02 - 0.5

Tabelle 10a

ρ^0 -Dichtematrixelemente im Helizitätssystem				
$\rho_{00}(t)$				
Energie in GeV	1.6 - 2.1	2.1 - 2.6	2.6 - 3.25	3.25 - 4.0
$ t $ in GeV^2/c^2				
.02 - .06	.029 ± .039	-.004 ± .042	.027 ± .021	-.019 ± .036
.06 - .10	-.046 ± .037	-.014 ± .031	.043 ± .028	.053 ± .047
.10 - .14	-.007 ± .038	.094 ± .036	-.104 ± .062	.152 ± .067
.14 - .18	.021 ± .052	.000 ± .043	.070 ± .039	.131 ± .080
.18 - .24	-.046 ± .091	-.001 ± .069	-.007 ± .071	-.032 ± .090
.24 - .40	-.040 ± .055	.177 ± .045	-.129 ± .065	-.101 ± .073
.40 - 1.0	-.159 ± .073	-.222 ± .067	-.105 ± .076	.144 ± .115
$\rho_{1-1}(t)$				
.02 - .06	.029 ± .051	-.009 ± .042	.033 ± .039	.068 ± .042
.06 - .10	-.051 ± .053	.044 ± .050	.049 ± .052	-.045 ± .069
.10 - .14	.012 ± .058	.049 ± .057	-.070 ± .066	-.067 ± .079
.14 - .18	.029 ± .081	-.157 ± .059	-.006 ± .083	-.048 ± .095
.18 - .24	-.025 ± .083	-.142 ± .061	.002 ± .089	.061 ± .088
.24 - .40	-.058 ± .068	-.116 ± .055	-.057 ± .065	-.103 ± .078
.40 - 1.0	.057 ± .067	.005 ± .061	-.069 ± .085	-.046 ± .085
$\text{Re } \rho_{10}(t)$				
.02 - .06	-.078 ± .026	-.025 ± .025	-.041 ± .024	-.015 ± .023
.06 - .10	.025 ± .031	.009 ± .031	-.070 ± .027	-.001 ± .038
.10 - .14	.023 ± .036	-.002 ± .028	-.018 ± .047	.061 ± .034
.14 - .18	.042 ± .036	.053 ± .034	-.069 ± .031	.014 ± .041
.18 - .24	.063 ± .051	-.005 ± .037	.059 ± .048	.095 ± .047
.24 - .40	-.002 ± .041	.007 ± .030	.035 ± .041	.057 ± .043
.40 - 1.0	.022 ± .045	-.019 ± .044	.064 ± .050	.171 ± .041

Tabelle 10b

ρ^0 -Dichtematrixelemente im Jacksonsystem $1.6 \leq E_\gamma \leq 6.3$			
	$\rho_{00}(t)$	$\rho_{1-1}(t)$	$\text{Re } \rho_{10}(t)$
.02 - .06	.017 \pm .010	.063 \pm .016	.115 \pm .008
.06 - .10	.169 \pm .014	.127 \pm .018	.158 \pm .010
.10 - .14	.244 \pm .027	.193 \pm .022	.159 \pm .011
.14 - .18	.404 \pm .027	.189 \pm .019	.154 \pm .015
.18 - .24	.461 \pm .035	.237 \pm .027	.123 \pm .018
.24 - .40	.492 \pm .028	.187 \pm .021	.044 \pm .015
.40 - 1.0	.405 \pm .035	.142 \pm .028	-.052 \pm .020
ρ^0 -Dichtematrixelemente im Adairsystem $1.6 \leq E_\gamma \leq 6.3$			
	$\rho_{00}(t)$	$\rho_{1-1}(t)$	$\text{Re } \rho_{10}(t)$
.02 - .06	-.036 \pm .067	.026 \pm .018	-.004 \pm .090
.06 - .10	.012 \pm .012	.043 \pm .021	.036 \pm .012
.10 - .14	.030 \pm .017	.080 \pm .023	.083 \pm .013
.14 - .18	.077 \pm .022	.047 \pm .027	.135 \pm .014
.18 - .24	.120 \pm .031	.070 \pm .032	.145 \pm .020
.24 - .40	.225 \pm .044	.058 \pm .042	.145 \pm .027
.40 - 1.0	.354 \pm .039	.116 \pm .034	.095 \pm .023

Tabelle 11

Δ^{++} Dichtematrixelemente im Jacksonsystem				
ρ_{33}	1.6 - 2.1	2.1 - 2.6	2.6 - 3.25	3.25 - 4.0 GeV
$ t_{\Delta} $				
.02 - .08	.030 ± .111	.017 ± .125	.256 ± .071	.074 ± .106
.08 - .18	.048 ± .134	.088 ± .123	.110 ± .107	.117 ± .148
.18 - .40	.089 ± .129	.180 ± .113	.240 ± .109	-.001 ± .176
.40 - 1.0	.228 ± .194	.468 ± .127	.182 ± .216	.336 ± .254
Re ρ_{3-1}				
$ t_{\Delta} $				
.02 - .08	.098 ± .087	.150 ± .114	.092 ± .081	-.161 ± .139
.08 - .18	.087 ± .105	.058 ± .125	.084 ± .113	-.034 ± .123
.18 - .40	-.142 ± .129	.051 ± .110	.044 ± .096	-.006 ± .131
.40 - 1.0	.288 ± .179	-.021 ± .126	.049 ± .211	-.978 ± .578
Re ρ_{31}				
$ t_{\Delta} $				
.02 - .08	-.102 ± .012	-.175 ± .139	-.085 ± .090	-.080 ± .140
.08 - .18	-.109 ± .120	-.215 ± .099	-.042 ± .140	-.137 ± .125
.18 - .40	-.012 ± .129	-.073 ± .101	.122 ± .110	.015 ± .146
.40 - 1.0	-.004 ± .176	-.392 ± .127	.116 ± .290	.072 ± .278

Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^{++} \pi^{-}$

Tabelle 12:

Reaktionswirkungswerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ in μb

Photonenenergie (GeV)	1.6 - 1.9	1.9 - 2.1	2.1 - 2.3	2.3 - 2.6	2.6 - 3.25	3.25 - 4.0
Endzustand						
$p \pi^+ \pi^- \pi^0$	25.9 ± 1.7	25.0 ± 1.8	26.0 ± 2.1	23.6 ± 1.3	23.2 ± 1.3	18.8 ± 1.4
$p \omega^*$	7.62 ± 1.5		5.33 ± 0.45		3.84 ± 0.30	1.80 ± 0.22
$p \omega^*_{\text{Rück}}$	2.12 ± 0.49		0.78 ± 0.12		0.13 ± 0.04	0.14 ± 0.05
$p \eta^*$	0.58 ± 0.4		0.30 ± 0.19		0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.1
$p \rho^0 \pi^0$	1.1 ± 0.4		1.1 ± 0.4		1.0 ± 0.3	0.3 ± 0.3
$p \rho^+ \pi^-$	1.8 ± 0.5		2.0 ± 0.4		2.2 ± 0.4	1.8 ± 0.4
$p \rho^- \pi^+$	0.8 ± 0.5		1.9 ± 0.5		1.7 ± 0.4	0.7 ± 0.3
$\Delta^{++} \pi^- \pi^0$	0.5 ± 0.3		0.8 ± 0.5		1.2 ± 0.3	0.8 ± 0.3
$\Delta^+ (\rightarrow p \pi^0) \pi^+ \pi^-$	0.4 ± 0.3		1.2 ± 0.5		1.1 ± 0.3	0.8 ± 0.3
$\Delta^0 (\rightarrow p \pi^-) \pi^+ \pi^0$	0		0		0	0
$\Delta^{++} \rho^-$	3.5 ± 0.6		2.8 ± 0.5		0.9 ± 0.4	0.5 ± 0.2
$\Delta^+ (\rightarrow p \pi^0) \rho^0$	0.3 ± 0.5		0.4 ± 0.4		0 ± 0.3	0 ± 0.2
$\Delta^0 (\rightarrow p \pi^-) \rho^+$	0		0		0	0

* Korrigiert auf nicht beobachtete Zerfälle

Tabelle 13:

Reaktionswirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow n 2\pi^+ \pi^-$ und Nofits in μb

Photonenenergie (GeV)	1.6 - 1.9	1.9 - 2.1	2.1 - 2.3	2.3 - 2.6	2.6 - 3.25	3.25 - 4.0
Endzustand						
$n 2\pi^+ \pi^-$	8.0 ± 0.8	11.4 ± 1.1	9.1 ± 1.0	9.5 ± 0.7	11.3 ± 0.8	9.8 ± 0.9
$n \rho^0 \pi^+$	0.06 ± 0.02		1.54 ± 0.13		1.32 ± 0.25	0.84 ± 0.24
$\Delta^+ (\rightarrow n \pi^+) \pi^+ \pi^-$	0.02 ± 0.02		0 ± 0.02		0 ± 0.02	0 ± 0.02
$\Delta^- \pi^+ \pi^-$	2.13 ± 0.38		1.60 ± 0.23		1.17 ± 0.28	0.67 ± 0.16
$\Delta^+ (\rightarrow n \pi^+) \rho^0$	0.02 ± 0.02		0.25 ± 0.10		0.16 ± 0.10	0.21 ± 0.10
$p \pi^+ \pi^- m \pi^0 (m \geq 2)$	17.9 ± 1.1	19.0 ± 1.3	23.6 ± 1.7	27.2 ± 1.3	30.2 ± 1.4	35.0 ± 1.9
$n 2\pi^+ \pi^- m \pi^0 (m \geq 1)$						

Bildunterschriften

- Abb. 1 Experimenteller Aufbau. 1a Strahltransportsystem
 1b Energiemarkierungssystem
 1c Streamerkammer und Wasserstofftarget

Abb. 2 Streamerkammerereignis

Abb. 3 Verteilung der rekonstruierten Vertices

Abb. 4 Eichung des Energiemarkierungssystems

Abb. 5a,b Triggerelektronik

Abb. 6 (Missing Mass)² der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$, $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^-\pi^0$.
 Energie $1.2 \text{ GeV} < E_\gamma < 2.6 \text{ GeV}$. Ereignisse vor Ionisationsentscheidung,
 einschließlich mehrdeutige Ereignisse.

Abb. 7 Topologische Wirkungsquerschnitte. Die Wirkungsquerschnitte sind
 so normiert, daß ihre Summe

$$\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{Iprong}} = 98.7 \mu\text{b} + \frac{64.9 \mu\text{b}}{\sqrt{E_\gamma}} - \frac{80.0 \mu\text{b}}{E_\gamma} \quad E_\gamma \text{ in GeV}$$

Abb. 8 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ in Abhängigkeit
 von der Photonenenergie E_γ . Die Daten für $E_\gamma > 4.0 \text{ GeV}$ sind (DIT 73)
 entnommen.

Abb. 9 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ in Abhängigkeit
 von der Photonenenergie E_γ . Die Daten für $E_\gamma > 4.0 \text{ GeV}$ sind (DIT 73)
 entnommen.

Abb. 10 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^-\pi^0$ in Abhängigkeit
 von der Photonenenergie E_γ . Die Daten für $E_\gamma > 4.0 \text{ GeV}$ sind (DIT 73)
 entnommen.

Abb. 11 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. $M_{p\pi^+}^2$ gegen $M_{\pi^+\pi^-}^2$

Abb. 12 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dM_{\pi^+\pi^-}}$.
 $M_{\pi^+\pi^-}$ für vier Photonenenergien. Die eingezeichneten Kurven
 enthalten den Phasenraum und die Reflexionen des Δ^{++} und Δ^0 . Benutzt
 wurde für das ρ^0 die Parametrisierung nach Ross-Stodolsky:

$$BW_\rho \cdot \frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}} e^{4.07 - 7.6|t|} \cdot \sin^2 \Theta_H \quad \text{und für das } \Delta : BW_\Delta \cdot e^{-5|t|},$$

$$BW_\Delta \approx \frac{\sin^2 \delta_{33}}{\Gamma(M)}$$

- Abb. 13 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$
 Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dM_{p\pi^+}}$ und $\frac{d\sigma}{dM_{p\pi^-}}$ für vier Photonenenergien. Kurven siehe Abb. 12.
- Abb. 14 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$
 Chew-Low-Diagramm $|t_{p \rightarrow p}|$ gegen $M_{\pi^+\pi^-}$ für vier Photonenenergien
- Abb. 15-17 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$. Differentieller Wirkungsquerschnitt
 $\frac{d\sigma}{d|t_{p \rightarrow p}|}$, $\frac{d\sigma}{d|t_{p \rightarrow p\pi^+}|}$ und $\frac{d\sigma}{d|t_{p \rightarrow p\pi^-}|}$. Der Bereich für $|t| < .8 \text{ GeV}$ ist in der linken Hälfte vergrößert herausgezeichnet.
- Abb. 18 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$. Verteilung der effektiven Masse $M_{\pi^+\pi^-}$ für Photonenenergien von 1.6 - 6.3 GeV und vier verschiedene Viererimpulsüberträge $|t_{p \rightarrow p}|$. Die eingezeichneten Kurven ergeben sich aus der Anpassung nach Abb. 12 mit $\left(\frac{M_p}{M_{\pi^+\pi^-}}\right)^{n(t)}$.
- Abb. 19 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \rho^0$. Variation des Ross-Stodolsky-Faktors $n(t) = C - D \cdot |t|$ für vier Photonenenergien.
- Abb. 20 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$. Anpassung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. $1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 6.3 \text{ GeV}$. Kurve siehe Seite 24.
- Abb. 21 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$. Zerfallswinkelverteilung des ρ^0 im Helizitäts- und Jackson-System $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$. Bei den schraffierten Ereignissen wurde das Δ^{++} ($m_{p\pi} > 1.34 \text{ GeV}$) ausgeschlossen. Die eingezeichnete Kurve ergibt sich aus der Likelihood-Anpassung mit $\rho_{00} = \rho_{1-1} = \text{Re } \rho_{10} = 0$. $1.6 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 6.3 \text{ GeV}$.
- Abb. 22 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$. Momente $Y_1^0, Y_2^0, Y_2^1, Y_2^2, Y_3^0, Y_4^0$ in Abhängigkeit von $M_{\pi^+\pi^-}$ für zwei Photonenenergien. Es wurden alle Ereignisse mit $|t| \leq .5 \text{ GeV}$ benutzt.
- Abb. 23 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$. Momente $\langle Y_1^0 \rangle, \langle Y_2^0 \rangle, \langle Y_2^1 \rangle, \langle Y_2^2 \rangle, \langle Y_3^0 \rangle$ und $\langle Y_4^0 \rangle$ mit $\langle Y_L^M \rangle = \frac{\sum_i (Y_L^M)}{\sum_i Y_i^0}$ als Funktion der Photonenenergie für Ereignisse aus dem ρ^0 -Bereich $700 \text{ MeV} \leq M_{\pi^+\pi^-} \leq 830 \text{ MeV}$ und $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$.
- Abb. 24a Reaktion $\gamma p \rightarrow p \rho^0$. Totaler Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Daten für $E_\gamma \leq 4.0 \text{ GeV}$ sind (DIT 73) entnommen.
- Abb. 24b Reaktion $\gamma p \rightarrow p \rho^0$ und $\gamma p \rightarrow p \omega$ für $\cos\theta^* < 0$

- Abb. 25 Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$. Totaler Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Daten mit $E_\gamma \geq 4.0$ GeV sind (DIT 73) entnommen.
- Abb. 26 Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^0 \pi^+$. Totaler Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Daten mit $E_\gamma \geq 4.0$ GeV sind (DIT 73) entnommen.
- Abb. 27 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \rho^0$. Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\frac{d\sigma}{dt}$ für vier Photonenenergien.
- Abb. 28 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \rho^0$. Dichtematrixelemente ρ_{00} , ρ_{1-1} und $\text{Re } \rho_{10}$ für das ρ^0 . Abb. 28a für das Helizitätssystem und vier Photonenenergien. Abb. 28b für das Jacksonsystem und 28c für das Adairsystem mit $1.6 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 6.3 \text{ GeV}$.
- Abb. 29 Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t_{p \rightarrow p\pi^+}|$ für Abschnitt 2 und 4 des Experiments. Da das Magnetfeld im 4. Abschnitt nur $17.3 \text{ k}\Gamma$ betrug, ergibt sich ein größeres $|t_{\text{veto}}|$, bei dem Verluste durch die Paarvetozähler auftreten.
- Abb. 30 Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$. Dichtematrixelemente ρ_{33} , $\text{Re } \rho_{3-1}$, $\text{Re } \rho_{31}$ für vier Photonenenergien.
- Abb. 31-39 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM$ für die effektiven Massen $M_{p\pi^+}$, $M_{p\pi^-}$, $M_{p\pi^0}$, $M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{\pi^+\pi^0}$, $M_{\pi^-\pi^0}$, $M_{p\pi^+\pi^-}$, $M_{p\pi^+\pi^0}$ und $M_{p\pi^-\pi^0}$ für vier verschiedene Photonenenergien. Ereignisse im ω -Bereich mit $M_{\pi^+\pi^-\pi^0} > 0.88 \text{ GeV}$ sind nicht enthalten. Die eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis einer Maximum-Likelihood-Anpassung.
- Abb. 40 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-\pi^0}$. Kurven siehe Abb. 31.
- Abb. 41 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$. Triangel-Diagramme $M_{p\pi^+}$ gegen $M_{\pi^-\pi^0}$, $M_{p\pi^-}$ gegen $M_{\pi^+\pi^0}$ und $M_{p\pi^0}$ gegen $M_{\pi^+\pi^-}$ mit $|t_{p\pi}| < .6 \text{ GeV}$ für zwei Photonenenergien.
- Abb. 42-45 Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ für die Viererimpulsüberträge $|t_{p \rightarrow p}|$, $|t_{p \rightarrow p\pi^+}|$, $|t_{p \rightarrow p\pi^-}|$, $|t_{p \rightarrow p\pi^0}|$ für vier Photonenenergien.

- Abb. 46 Totale Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\omega$, $p\rho^0\pi^0$, $p\rho^+\pi^-$, $p\rho^-\pi^+$, $\Delta^{++}\pi^-\pi^0$, $\Delta^+\pi^+\pi^-$, $\Delta^+\rho^-$ und $\Delta^+\rho^0$ in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Daten mit $E_\gamma \geq 4$ GeV sind (DIT 73) entnommen. Es muß dabei berücksichtigt werden, daß in (DIT 73) die Resonanzanteile mit Faktoren $1/|t_{p \rightarrow p}|$ beim ρ und mit $1/|t_{\gamma \rightarrow \rho}|^2$ beim $\Delta\rho$ in der Likelihood-Funktion bestimmt wurden.
- Abb. 47 Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$
 $|_{\rightarrow\pi^+\pi^-\pi^0}$
- Abb. 48-54 Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM$ für die effektiven Massen $M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{\pi^+\pi^+}$, $M_{n\pi^-}$, $M_{n\pi^+}$, $M_{n\pi^+\pi^+}$, $M_{n\pi^+\pi^-}$, und $M_{\pi^+\pi^+\pi^-}$ für vier Photonenenergien.
- Abb. 55-57 Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t|$ für die Viererimpulsüberträge $|t_{p \rightarrow n}|$, $|t_{p \rightarrow n\pi^+}|$ und $|t_{p \rightarrow n\pi^-}|$ für vier Photonenenergien.
- Abb. 58 Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow n\rho^0\pi^+$, $\Delta^-\pi^+\pi^+$ in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Daten mit $E_\gamma > 4.0$ GeV sind (DIT 73) entnommen. Siehe dazu auch Abb. 46.
- Abb. 59 Aufbau des Streamerkammerbildes
- Abb. 60 e^+e^- -Paare auf dem Film
- Abb. 61 Meßgenauigkeit HPD (automatisch) und Vanguard (konventionell). Angegeben ist das Residual aus dem Programm THRESH (CER 68).
- Abb. 62 Verteilung des Neigungswinkels λ , gemessen auf dem HPD und dem Vanguard.
- Abb. 63 Verteilung des Projektionswinkels ϕ , gemessen auf dem HPD und dem Vanguard.

Experimenteller Aufbau

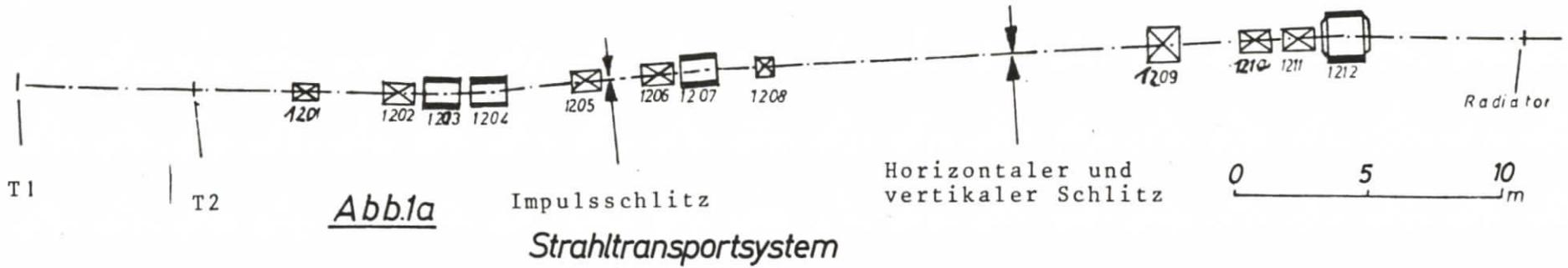


Abb.1a

Strahltransportsystem

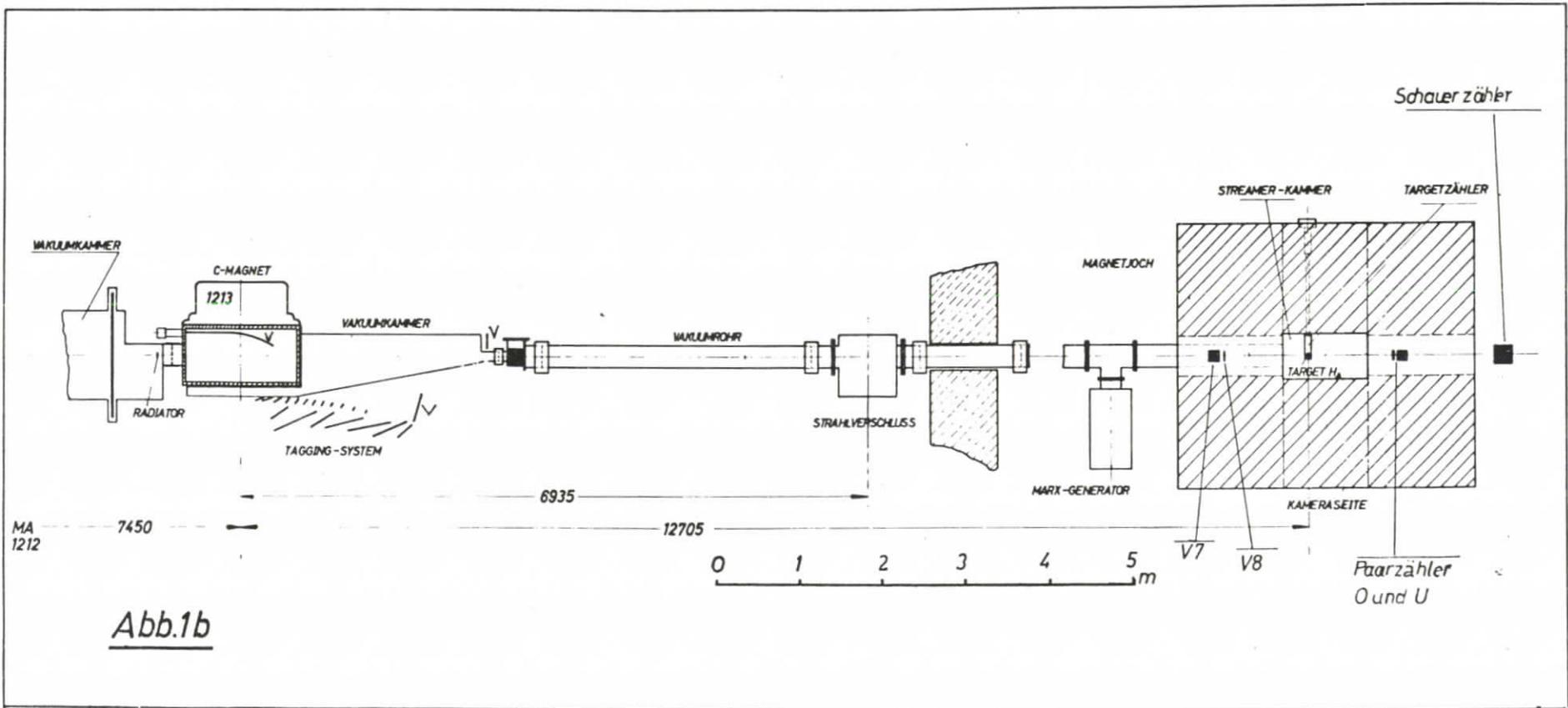


Abb.1b

Experimenteller Aufbau

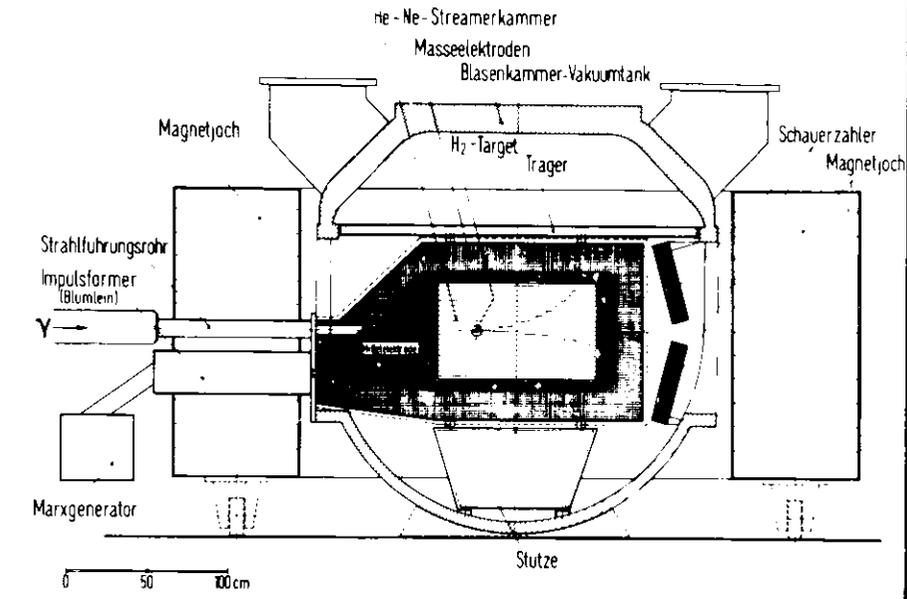
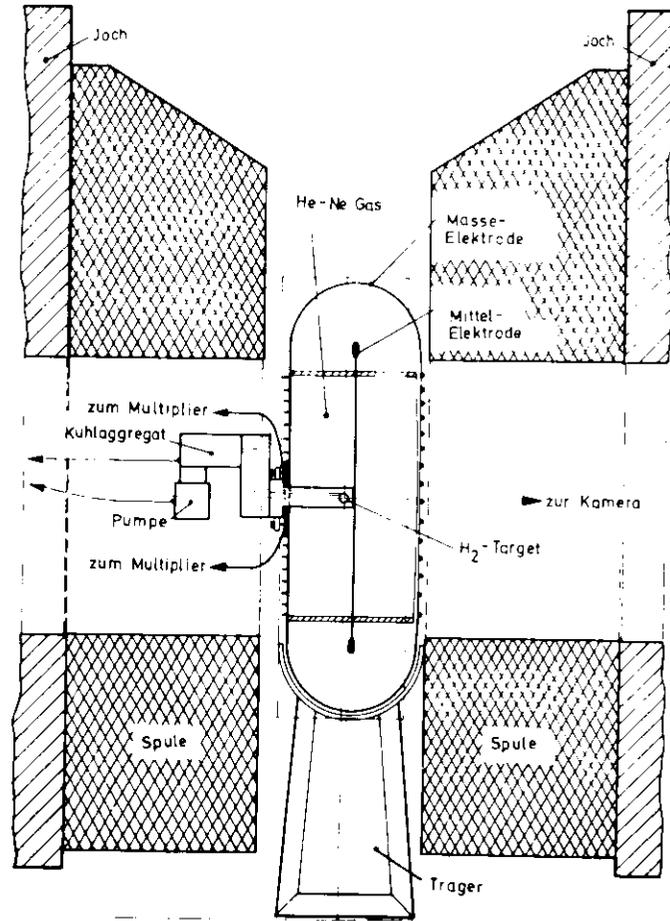
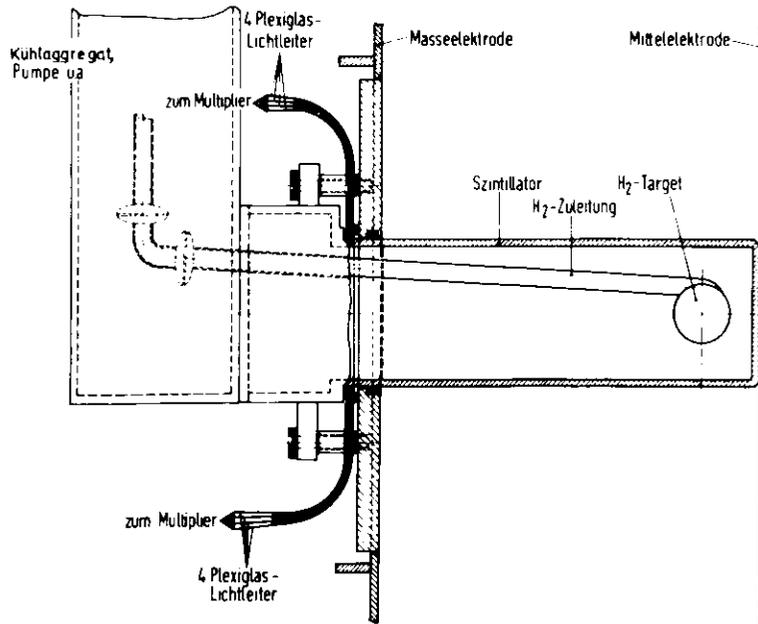


Abb. 1c Streamerkammer



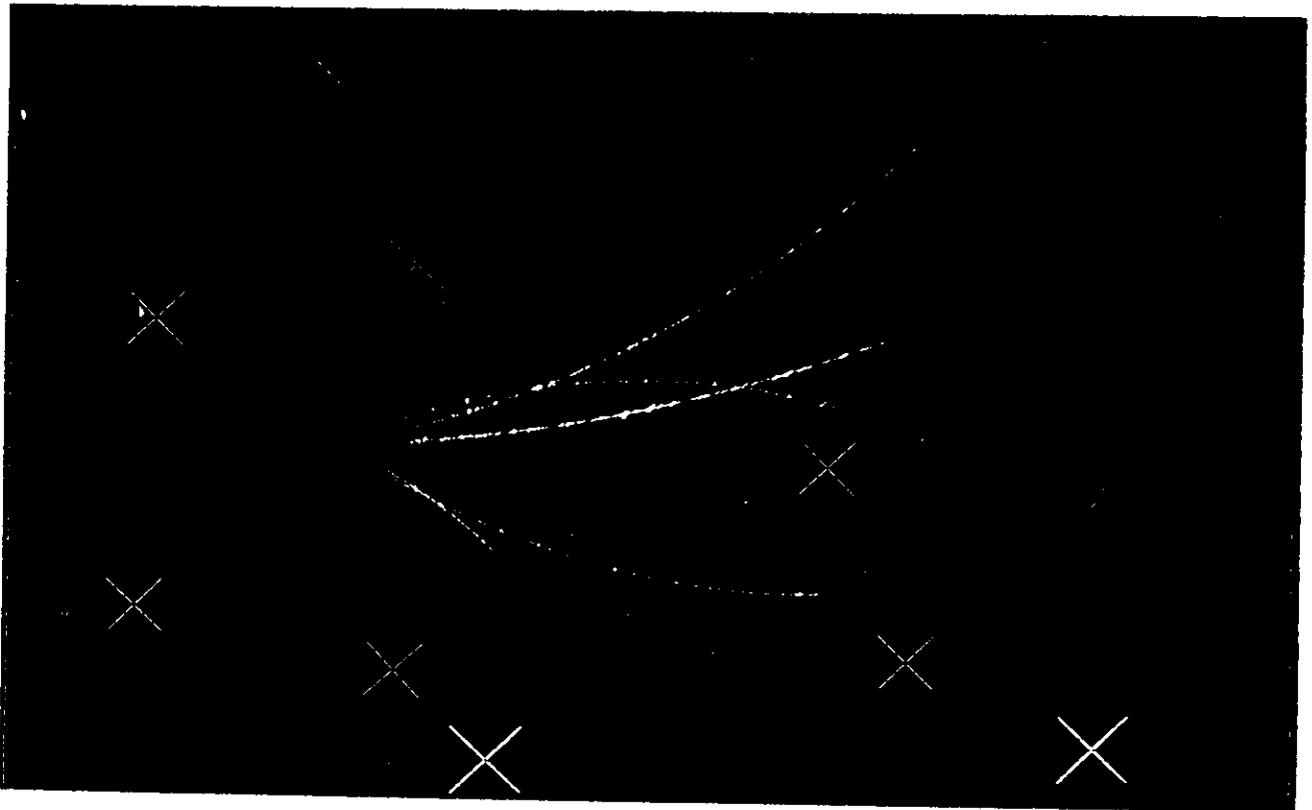
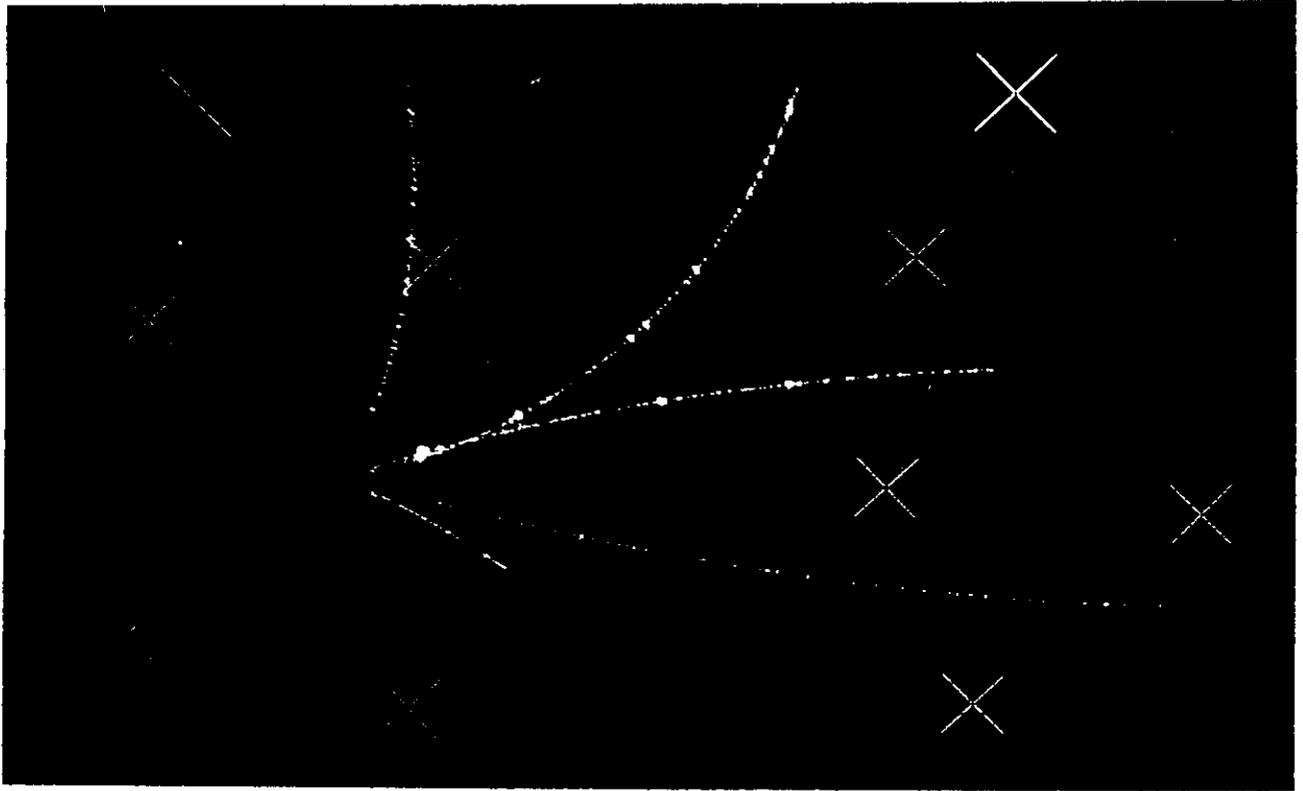


Abb.2 Streamerkammerereignis

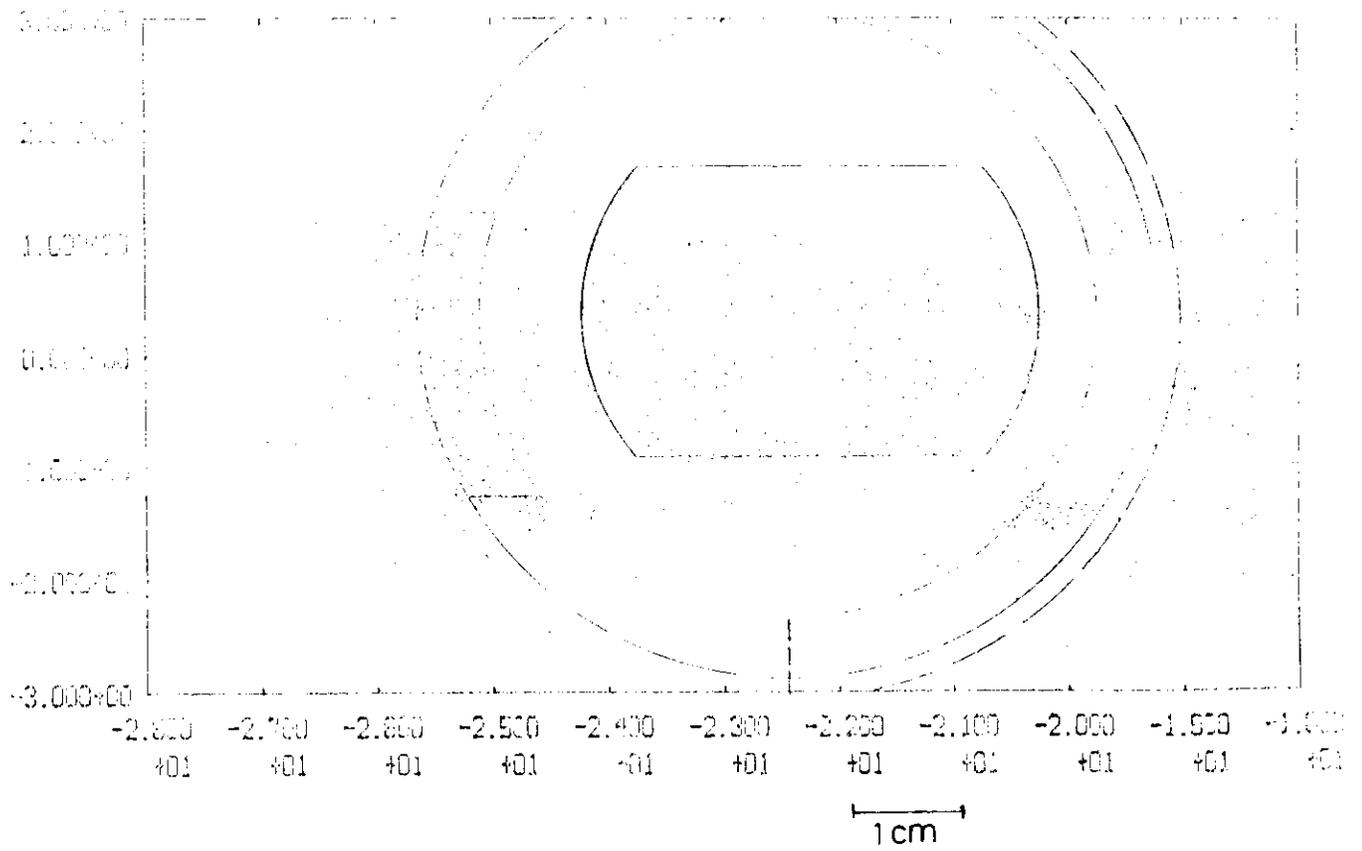


Abb.3 Verteilung der rekonstruierten Vertices

Channel	2.100	2.200	2.300	2.400	2.500	2.600	2.700	2.800	2.900	3.000	3.100	3.200
3.000												
CONF: TAG-KANAL												
S=10												
R=11												
25.000												
C=12	11	11	11	12115247FFJG52	1							
D=13												
E=14	1		2	11	1	1328AARCHIFDR4	21					1
F=15												
G=16	1	1	2			21212269ABFC97537						
20.000												
H=17												
I=18												
J=19												
K=20												
L=21	1	1										
15.000												
M=22												
N=23												
O=24												
P=25												
Q=26	1											
10.000												
R=27												
S=28												
T=29												
U=30												
V=31												
5.000												
W=32												
X=33												
Y=34												
Z=35												
>25												

Abb. 4

INSIDE 2916 OUTSIDE 52 TOTAL 2868 DATE 26/04/77 P-CODE 27 0
 PLOTNUMBER 2

NUMMER DES TAGGING - KANALS VS. PHOTON - ENERGIE AUS PAAR - MESSUNGEN FUER JEDES FREIGINTS LAUF 3

EPAAR

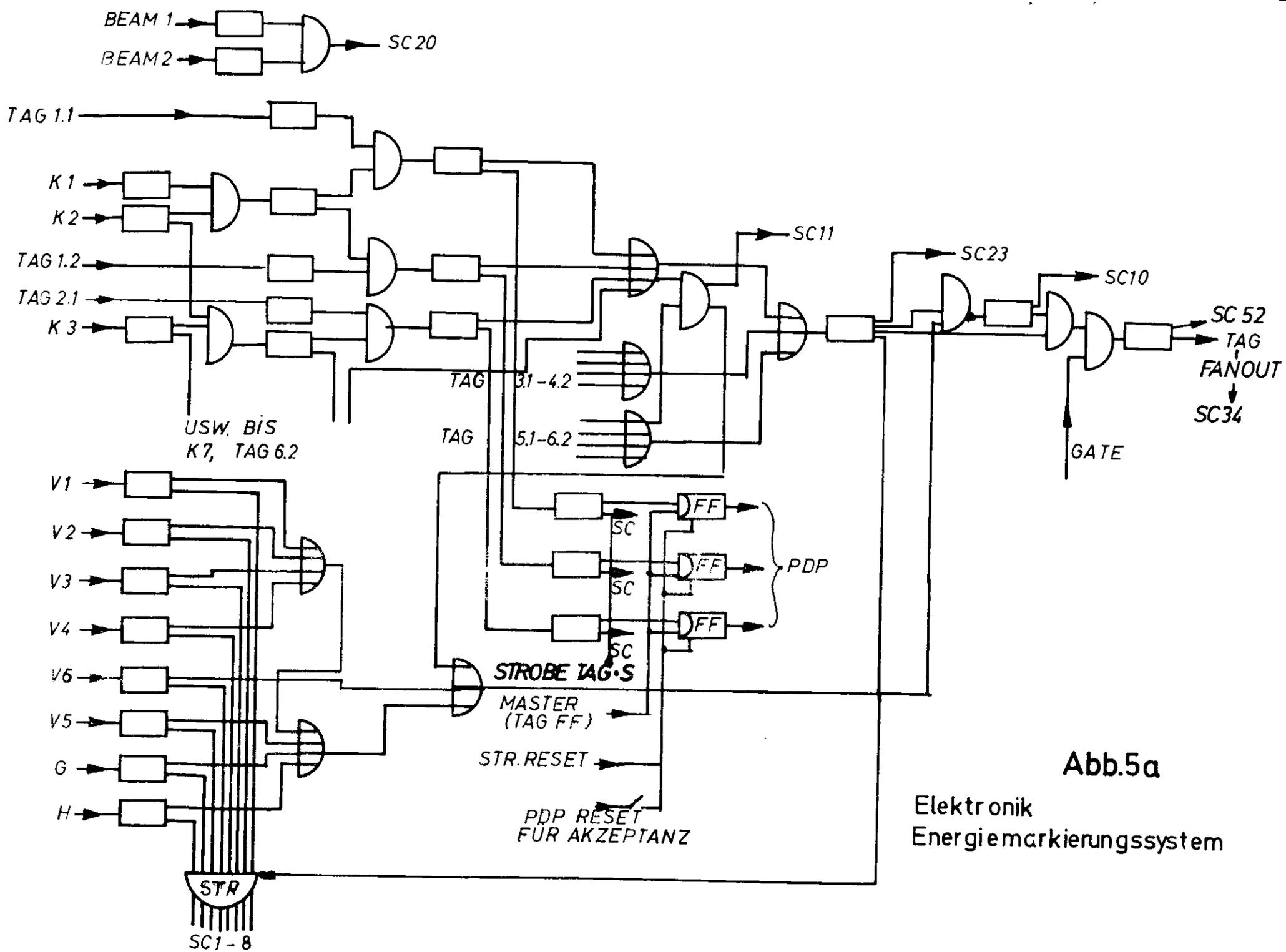


Abb.5a
 Elektronic
 Energiemarkierungssystem

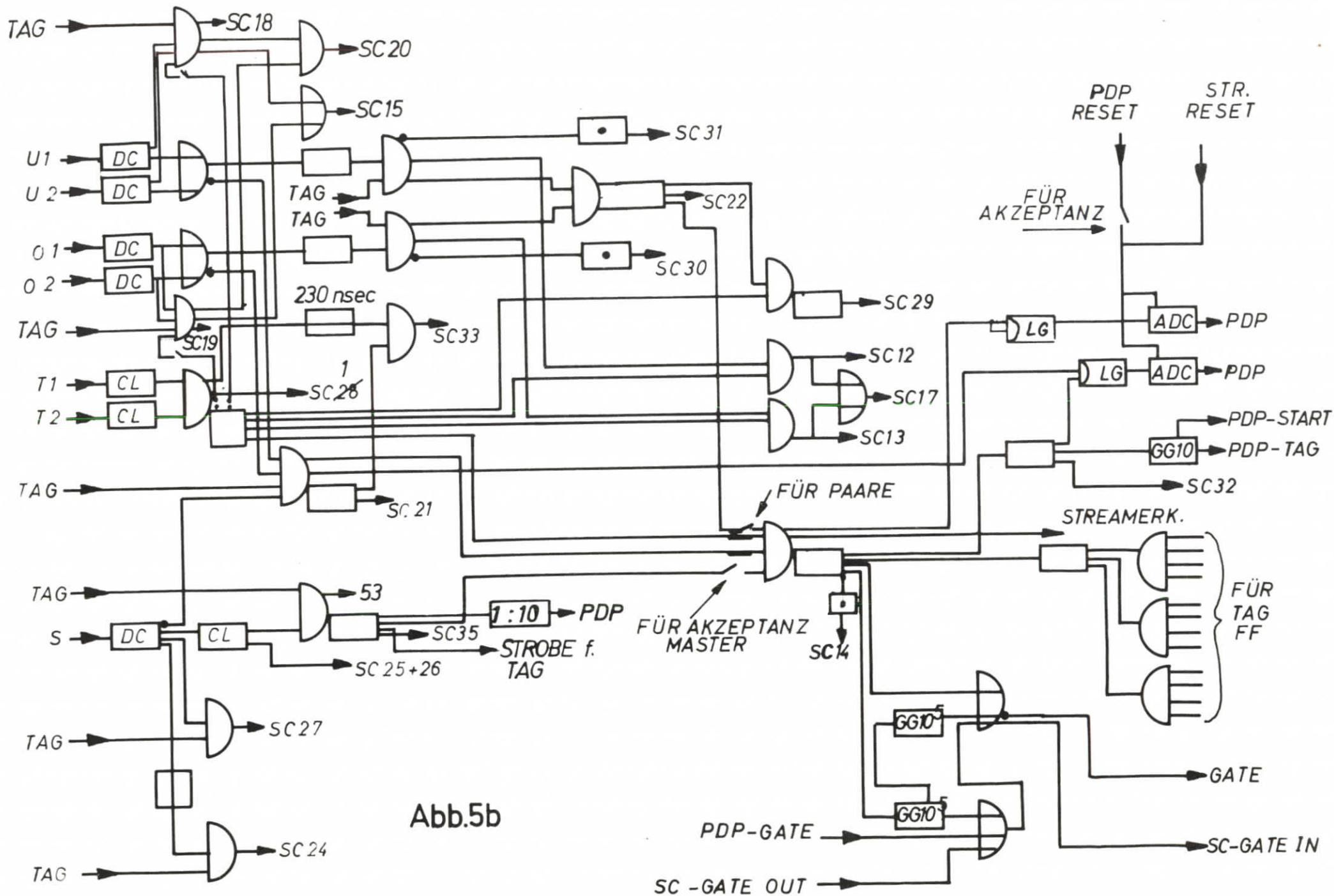


Abb.5b

Triggerelektronik

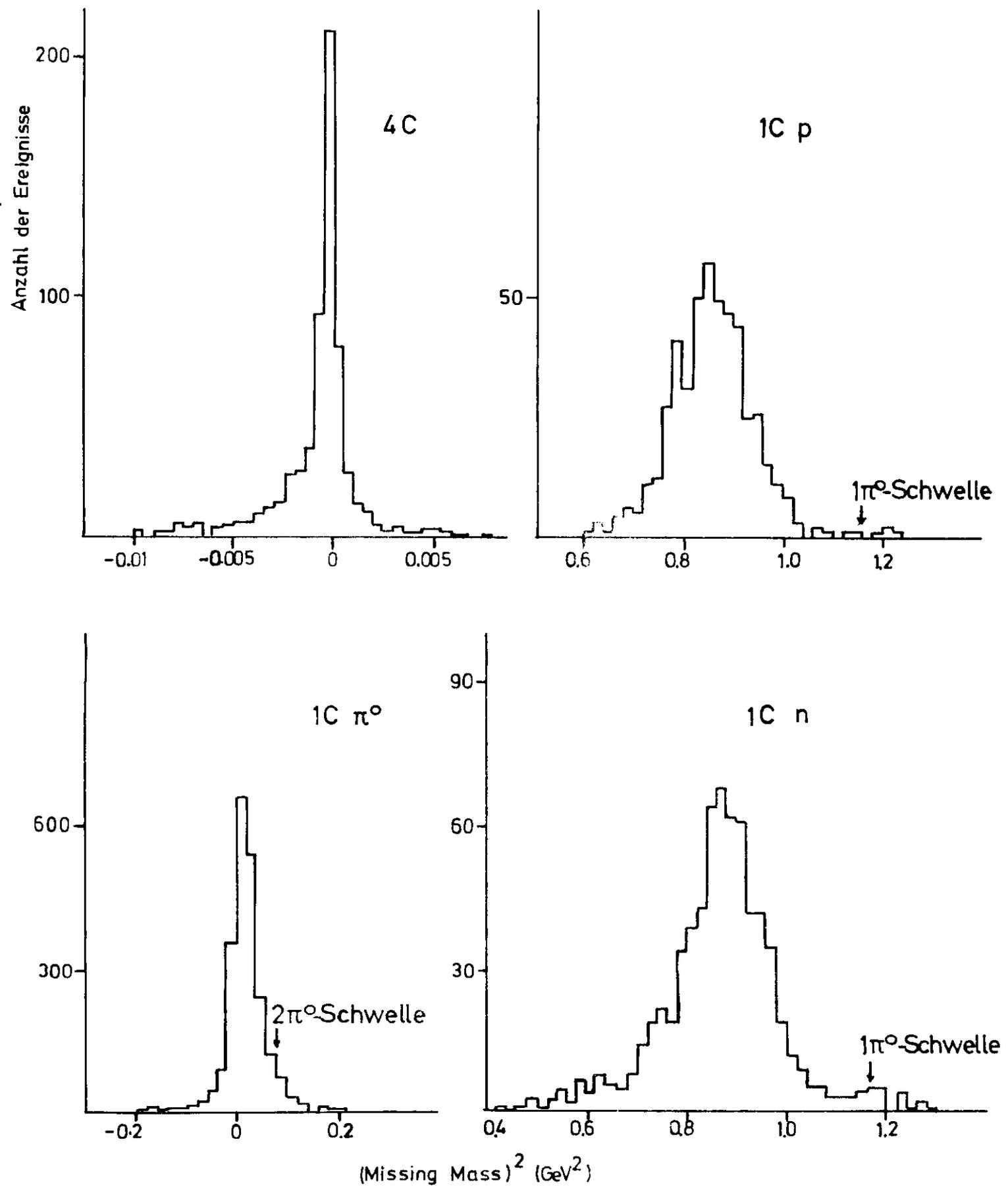


Abb.6

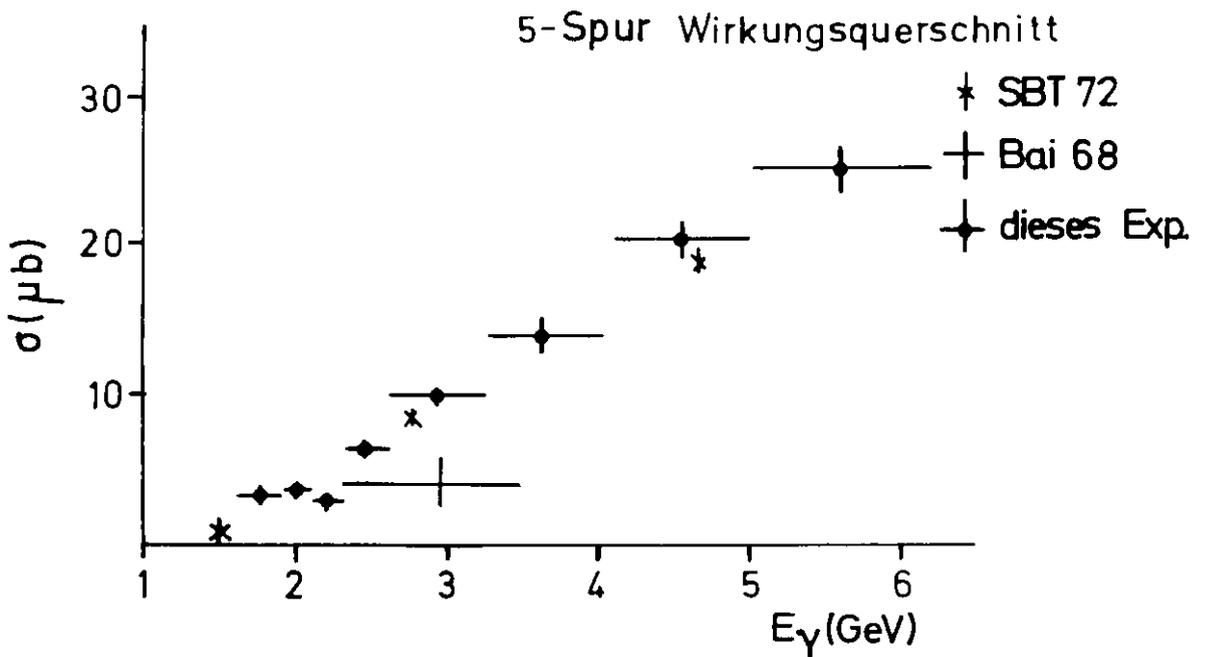
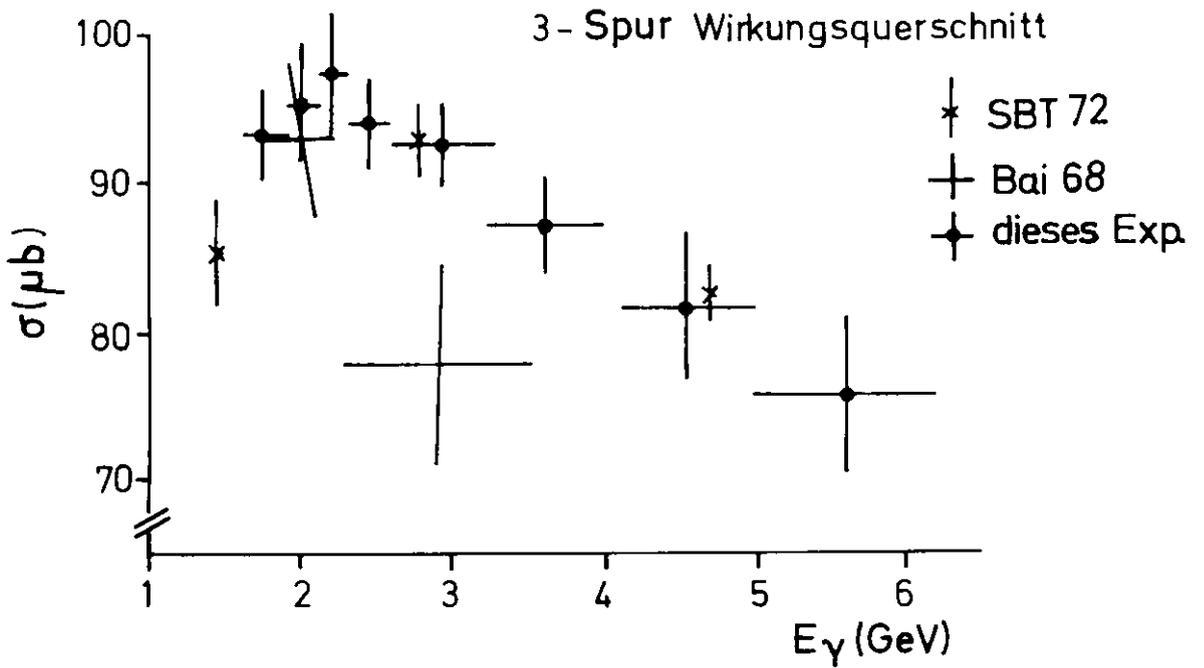
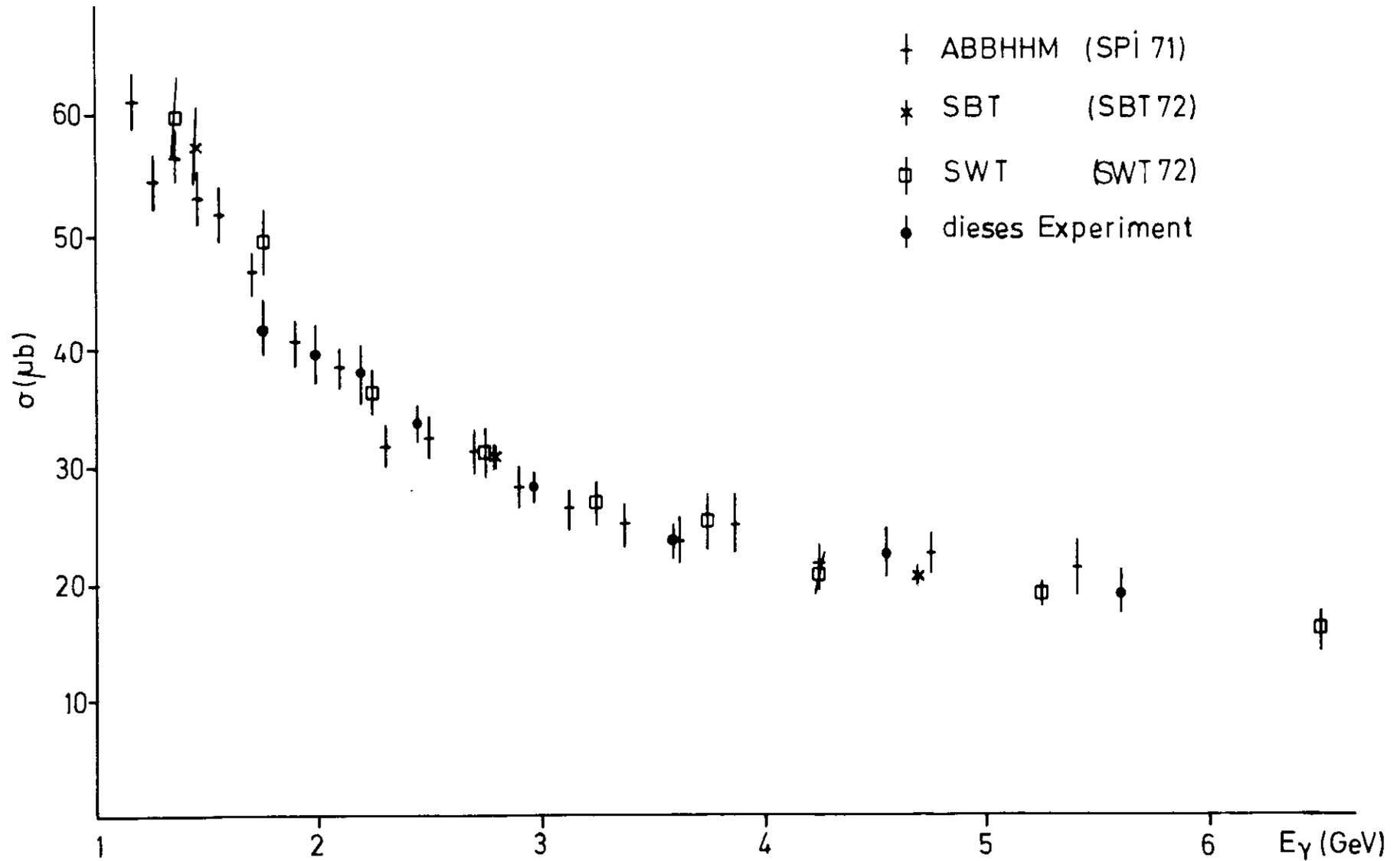


Abb.7

Abb. 8

$$\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^-$$



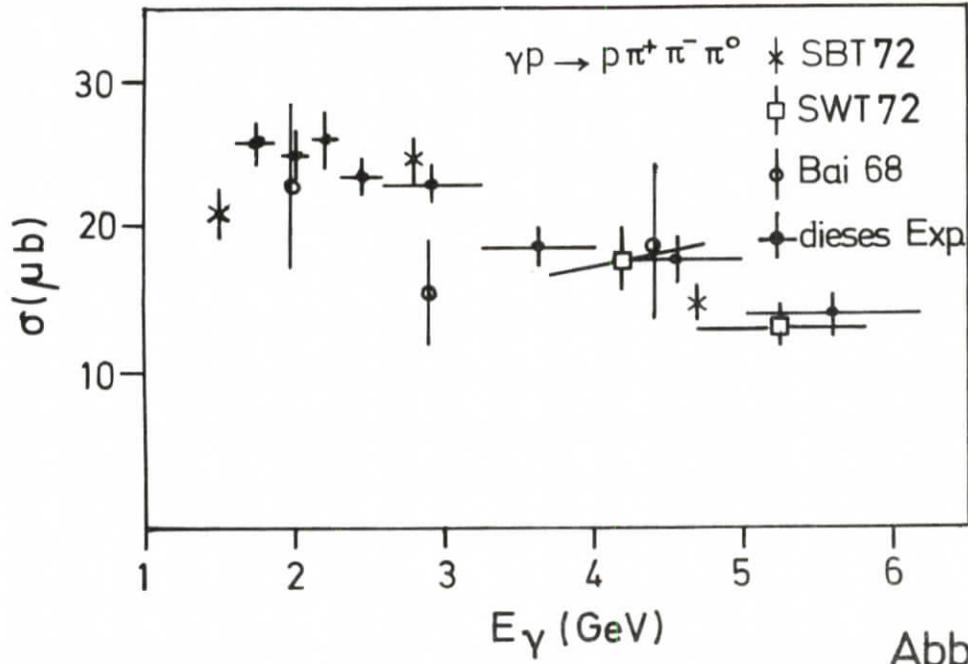


Abb.9

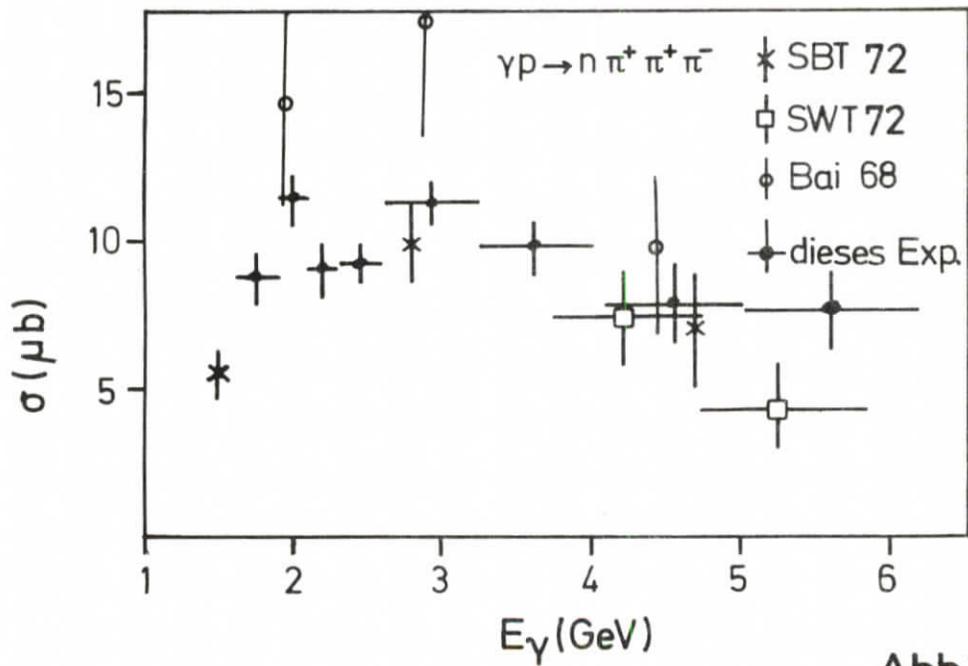
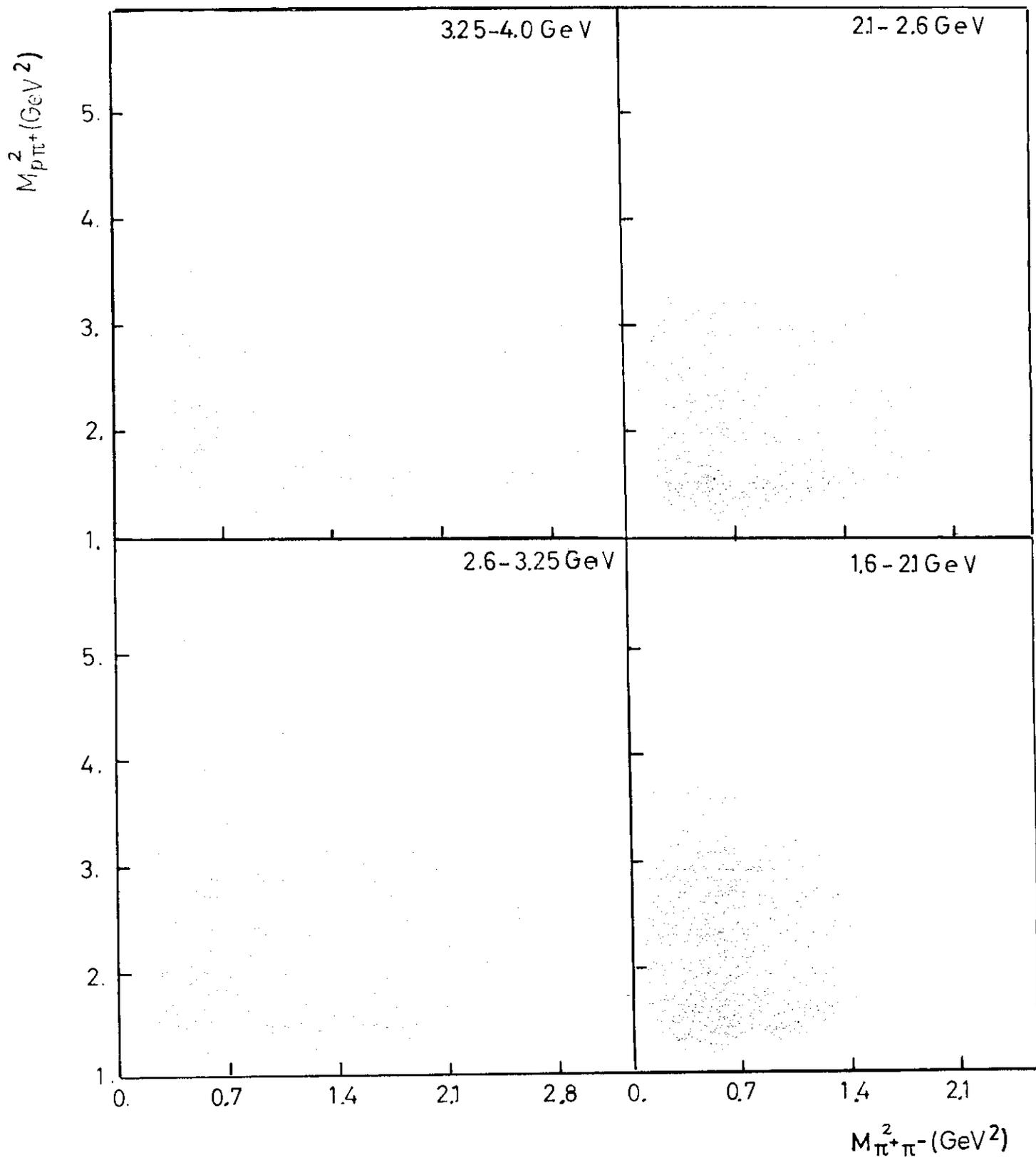


Abb.10



Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$

Abb.11

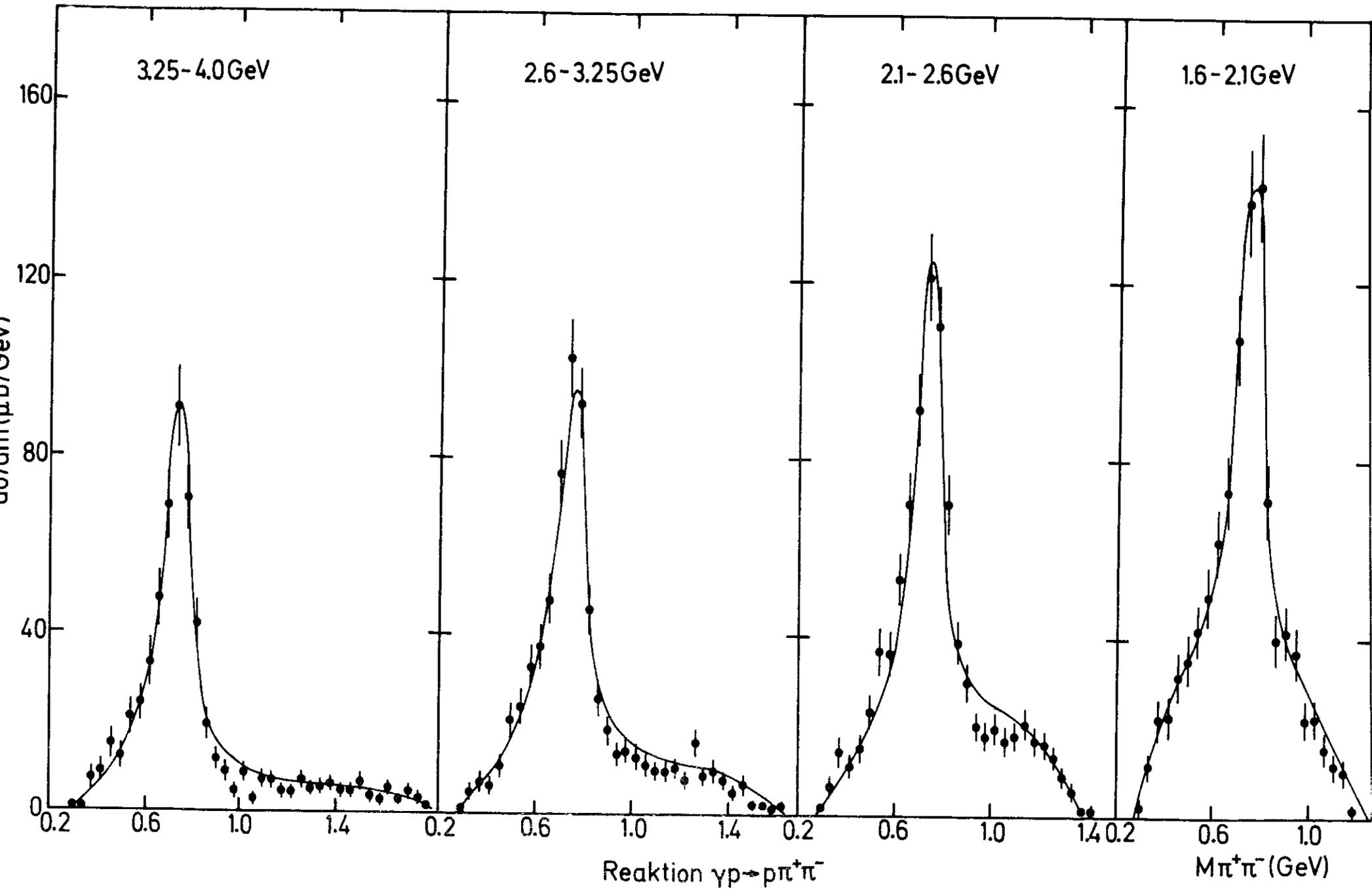
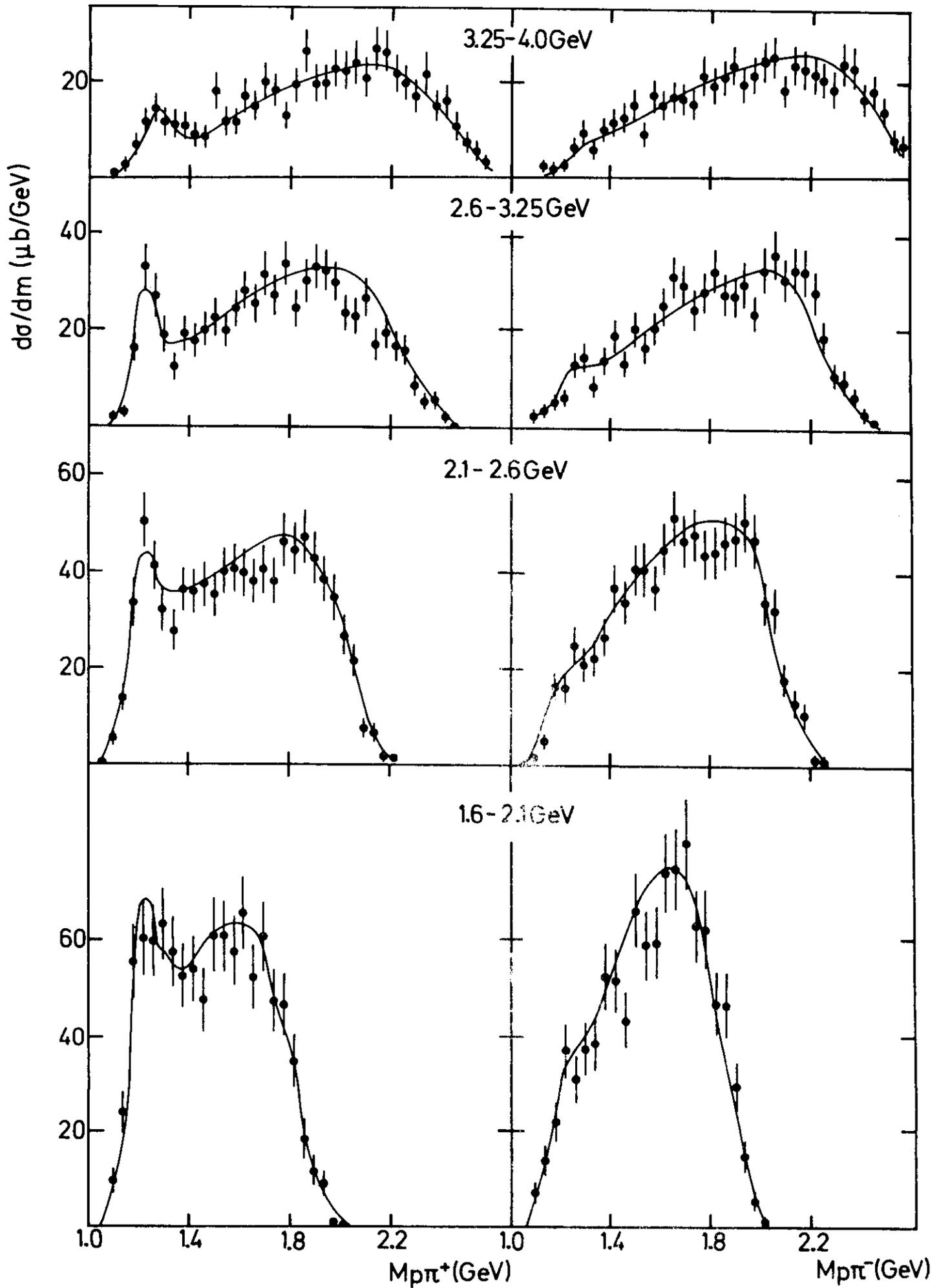
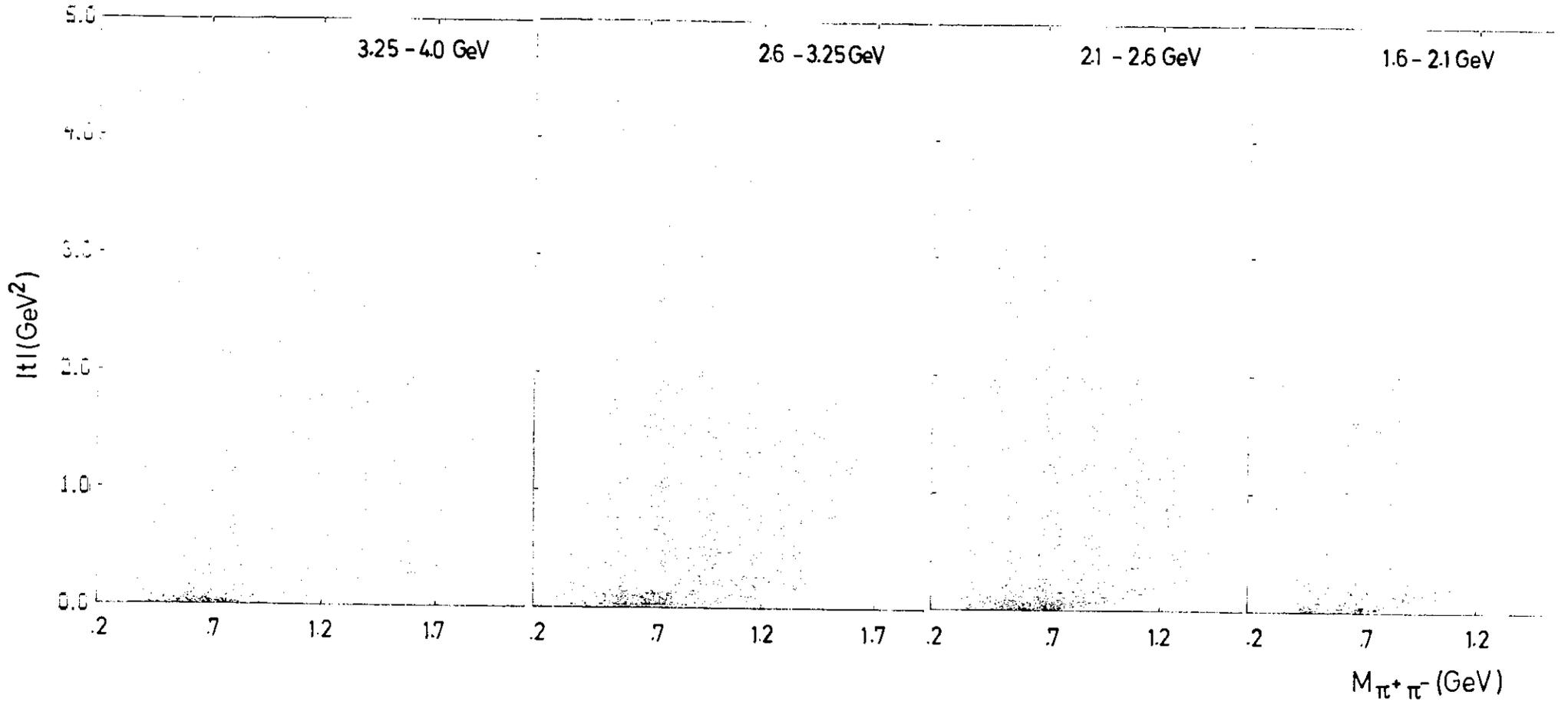


Abb.12



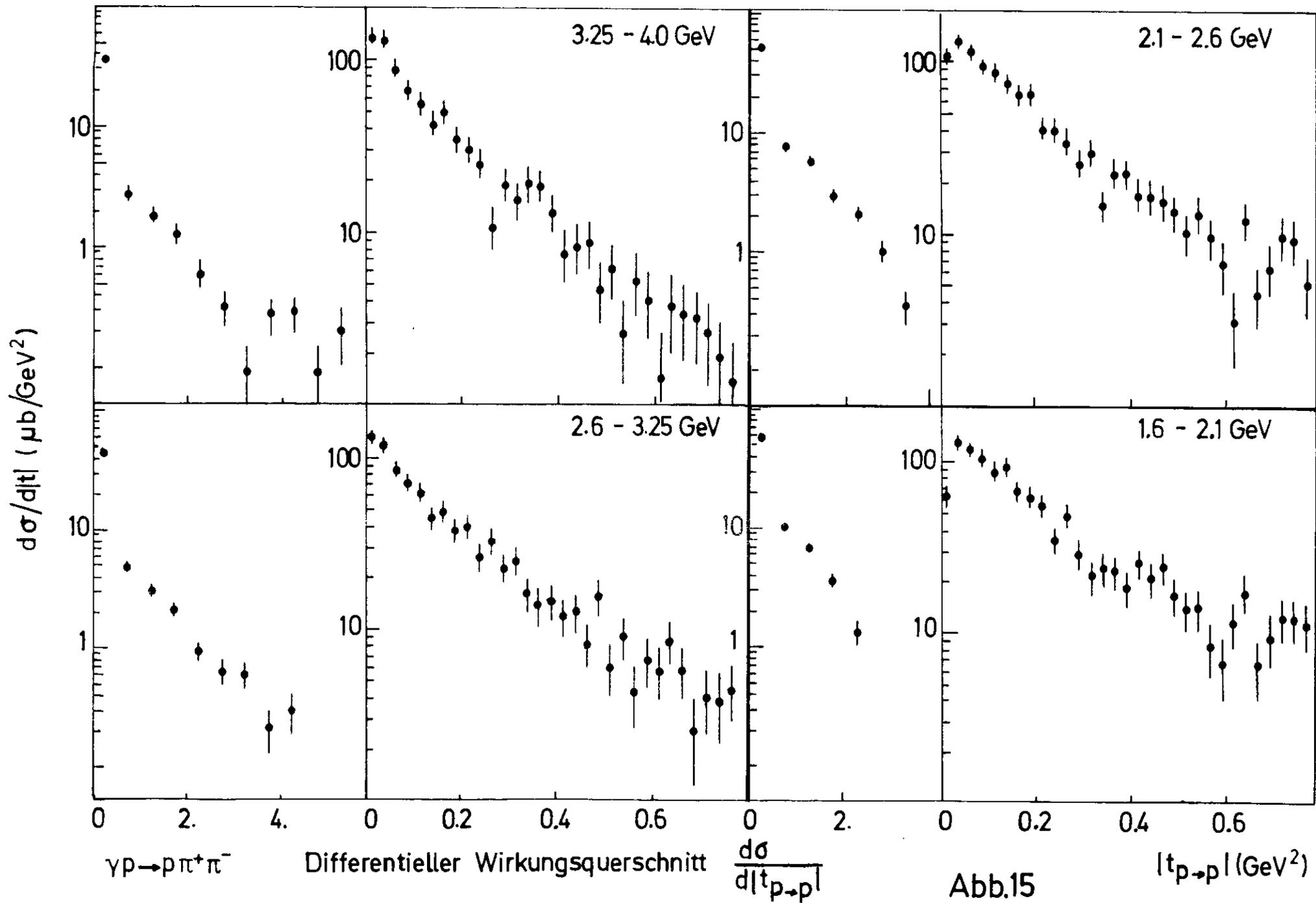
Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

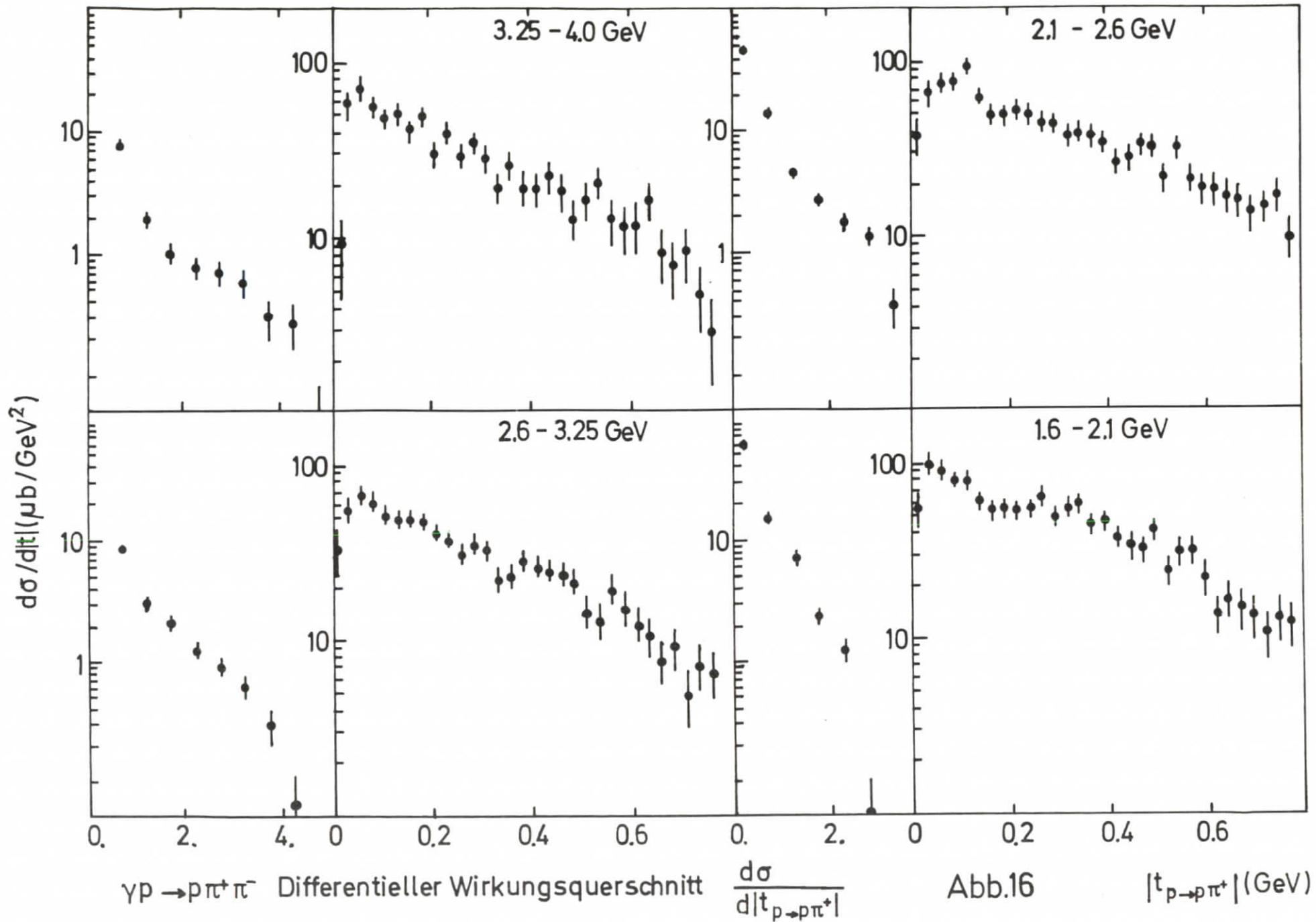
Abb.13

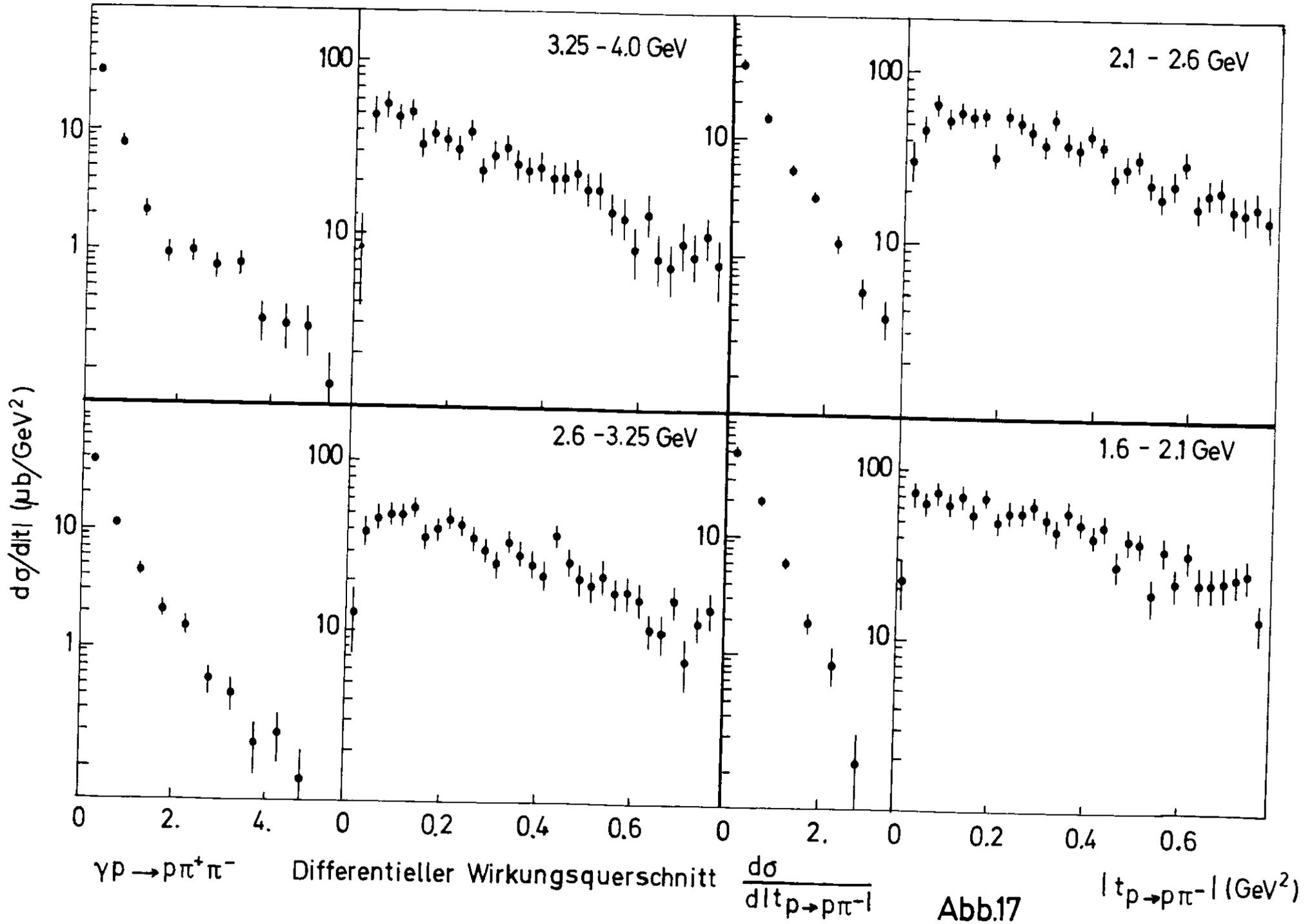


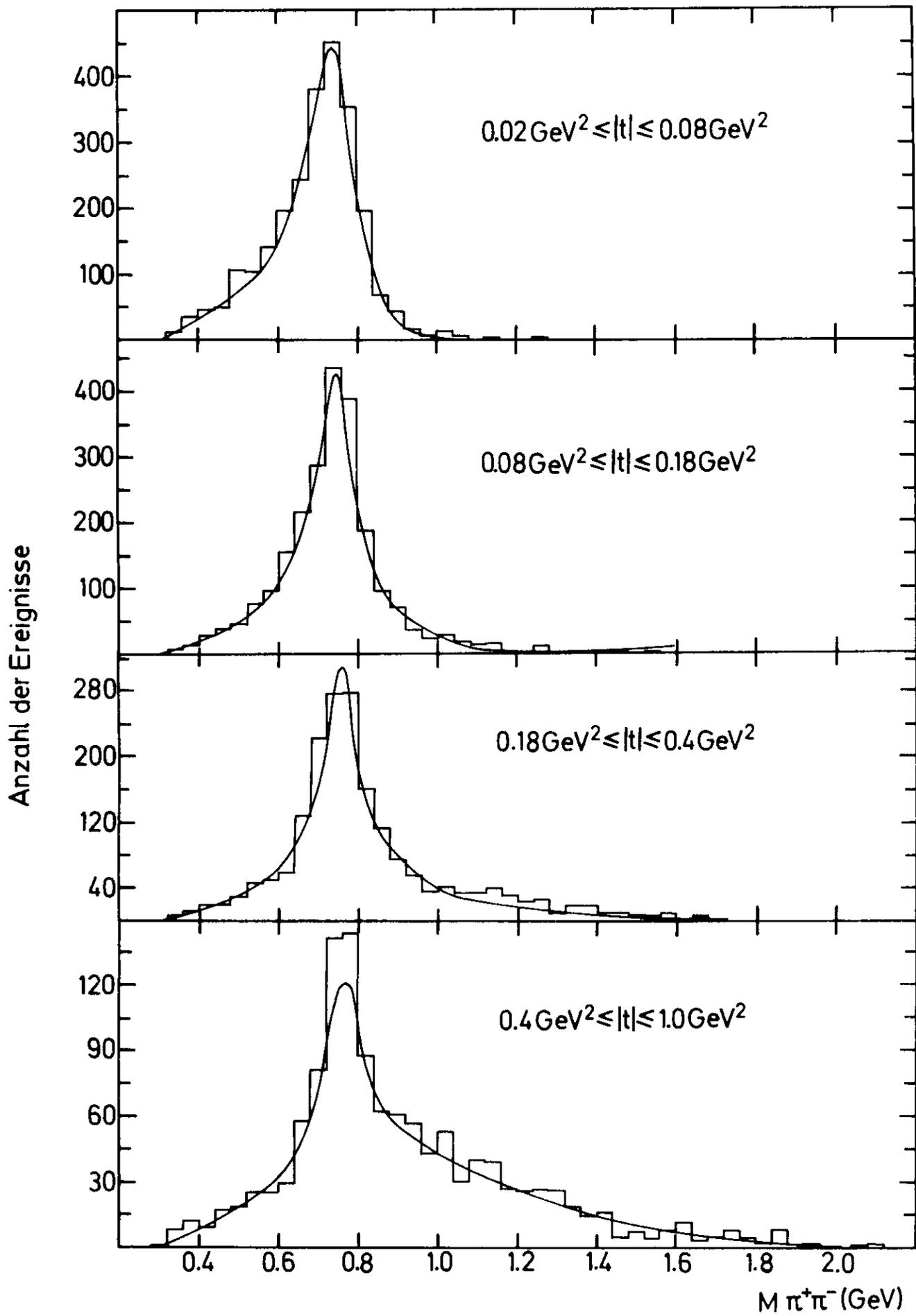
Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

Abb. 14





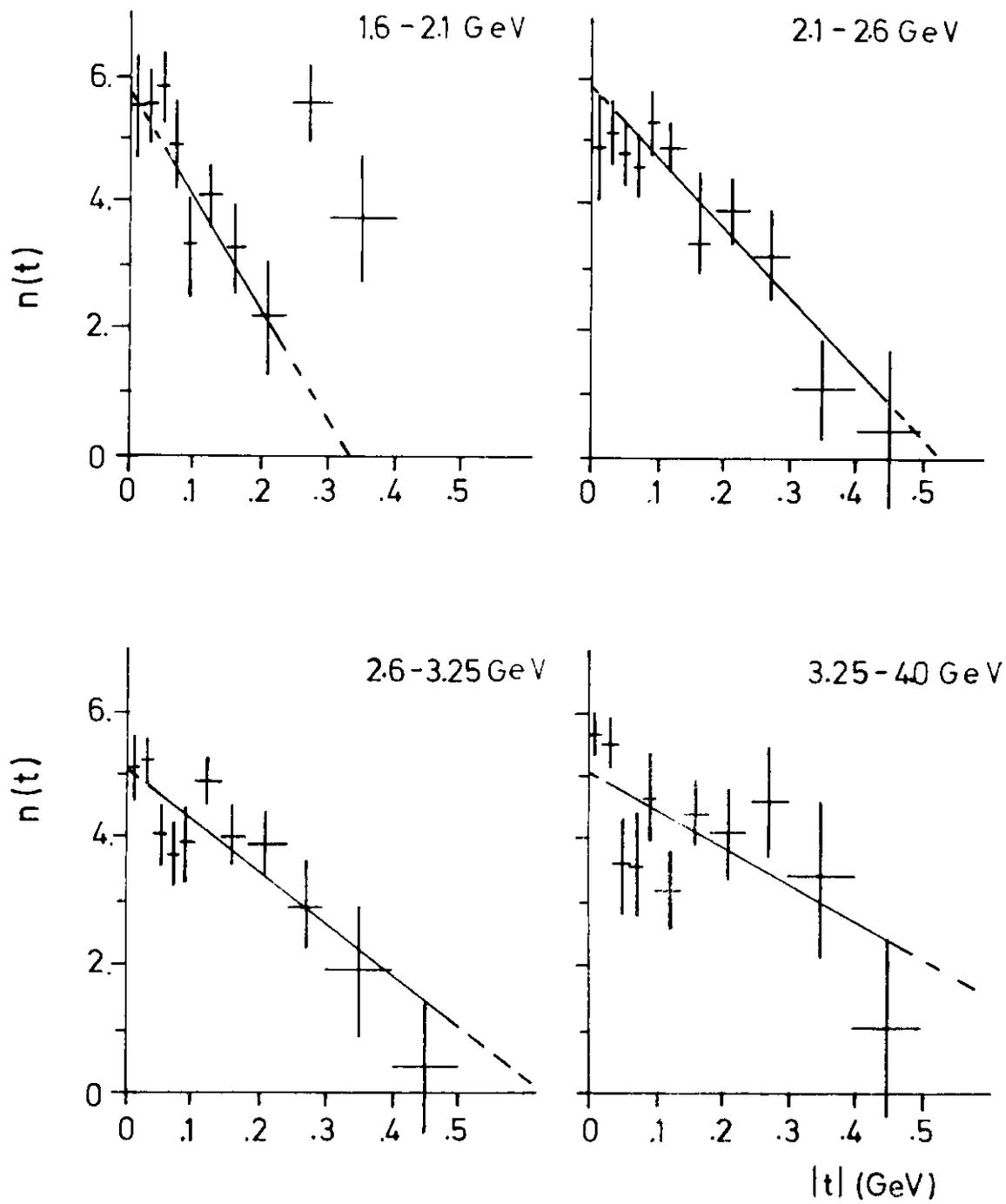




Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^-$ $\pi^+ \pi^-$ Massenverteilung

Die ausgezeichneten Kurven zeigen die Parametrisierung $\left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^{n(t)}$ für das ρ^0

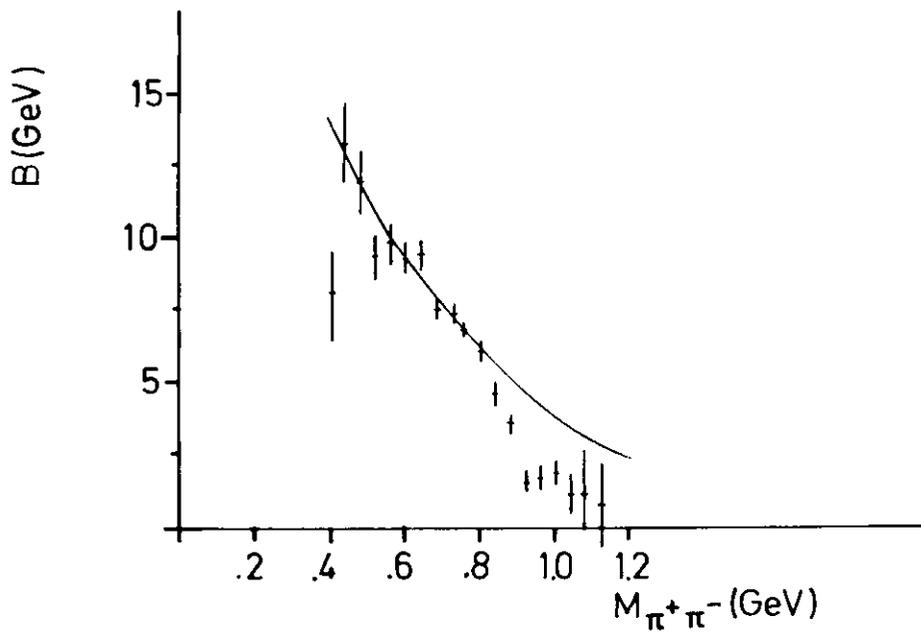
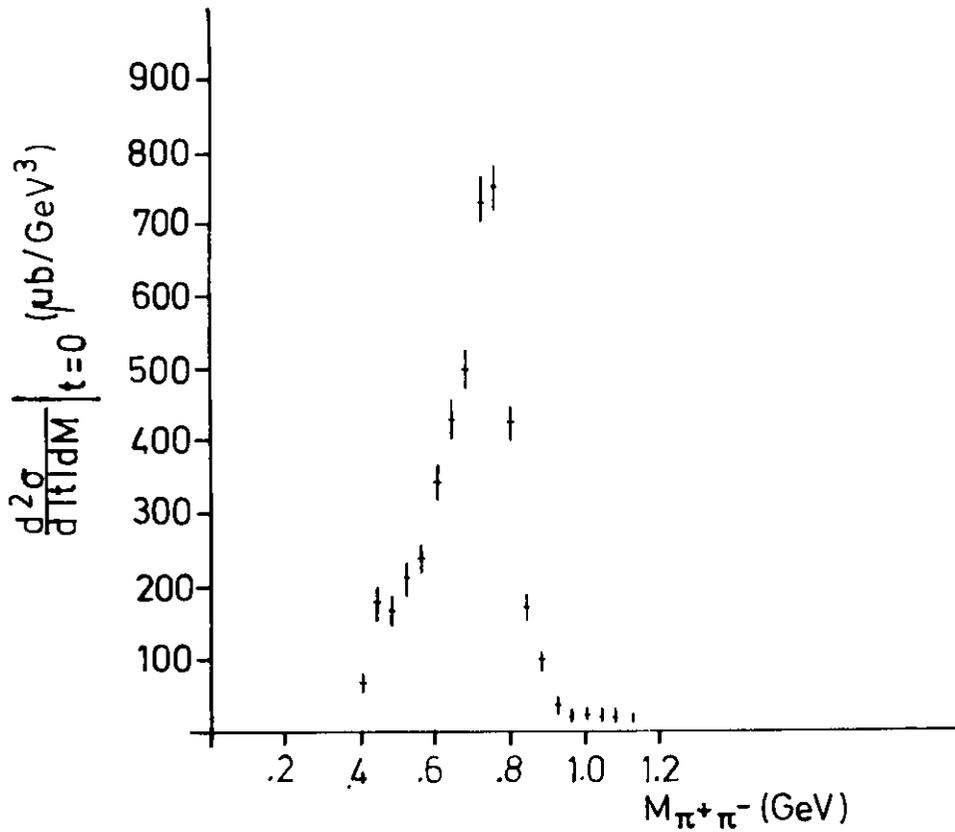
Abb.18



Reaktion $\gamma p \rightarrow p p^0$

t -Abhängigkeit des Faktors $n(t)$ in $\left(\frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}\right)^{n(t)}$

Abb.19

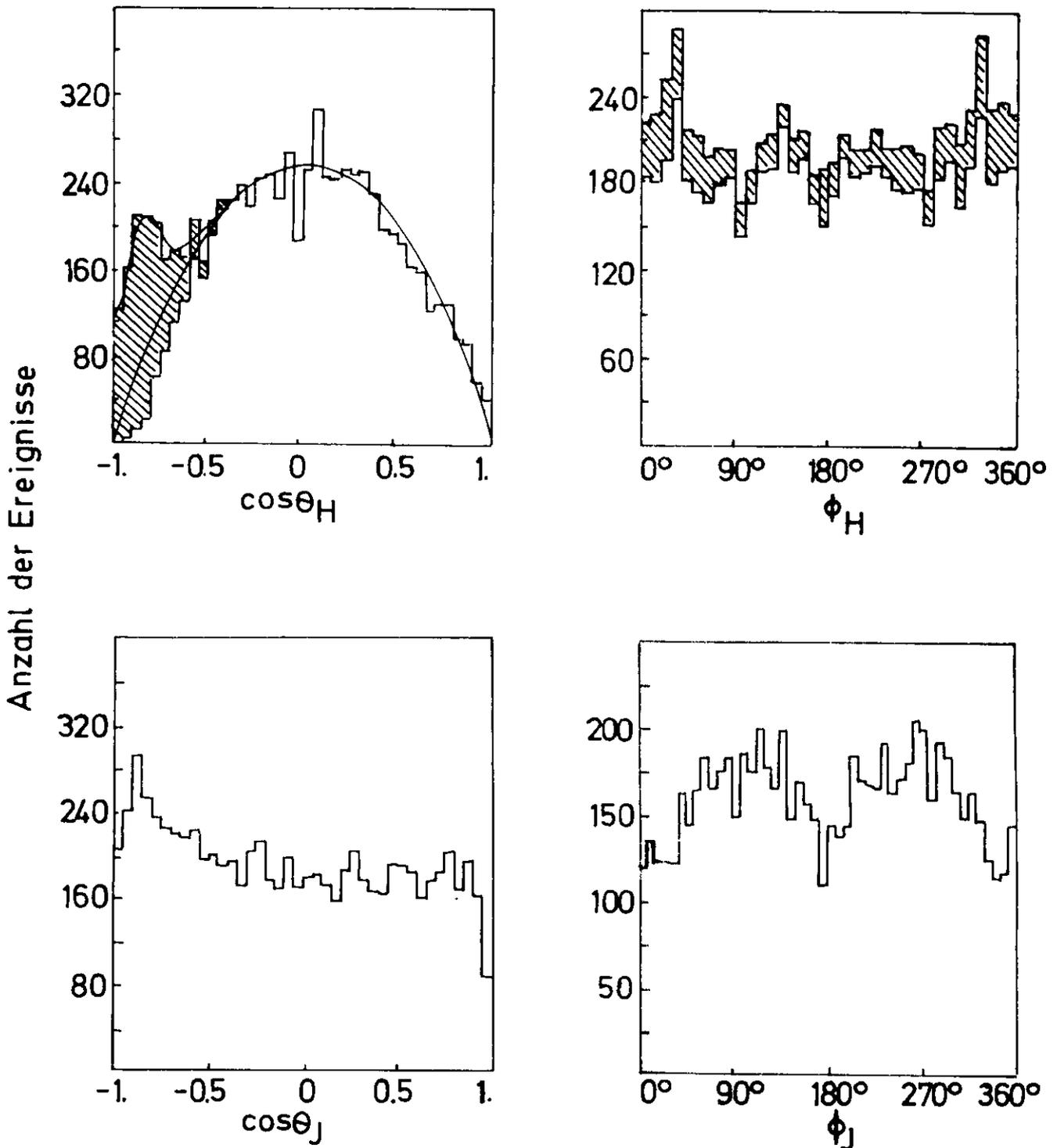


Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

Anpassung $\frac{d^2\sigma}{dt dM} = \frac{d^2\sigma}{dt dM} \Big|_{t=0} \cdot e^{-B|t|}$

Es wurden alle Ereignisse mit $|t| < .6 \text{ GeV}^2$ benutzt

Abb.20

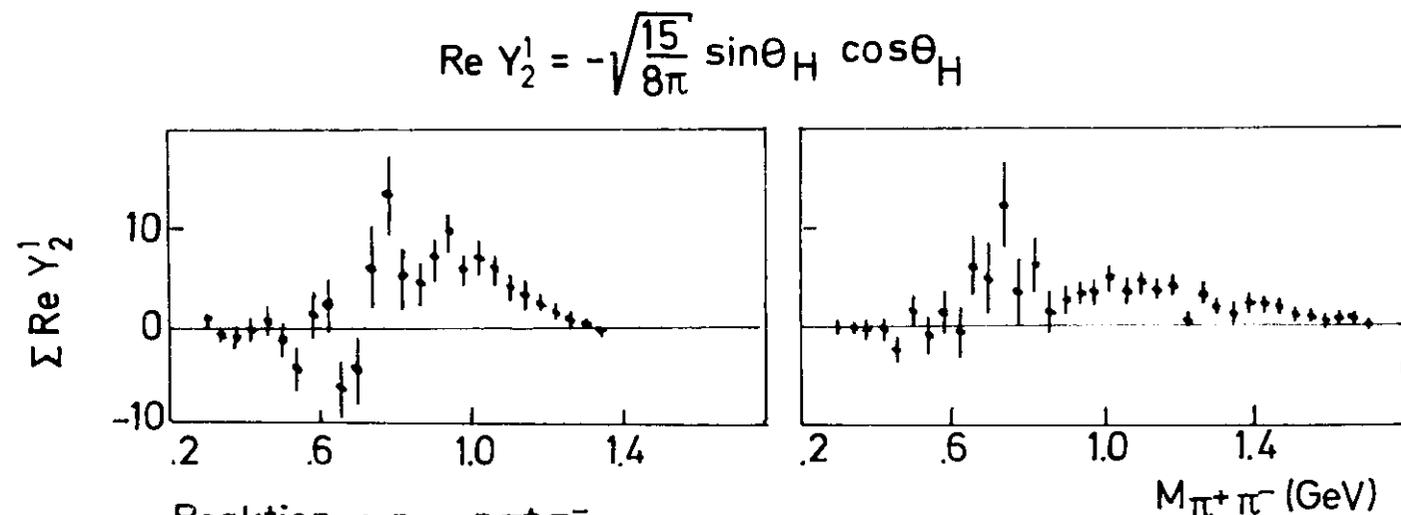
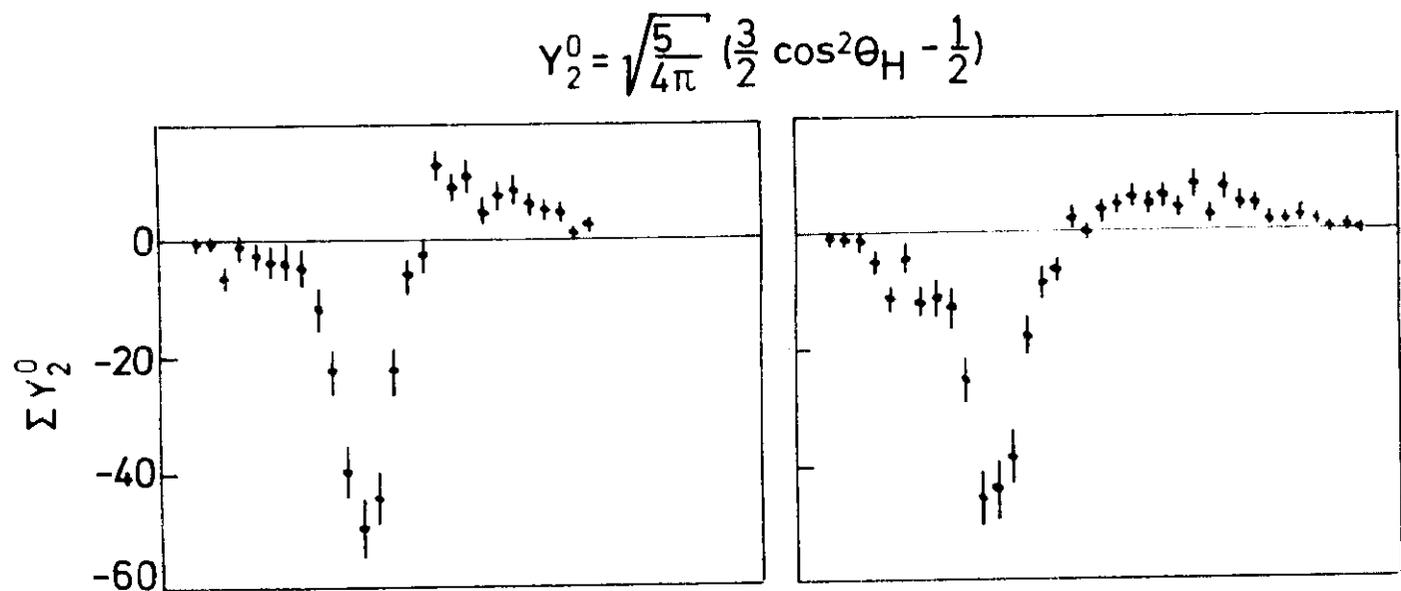
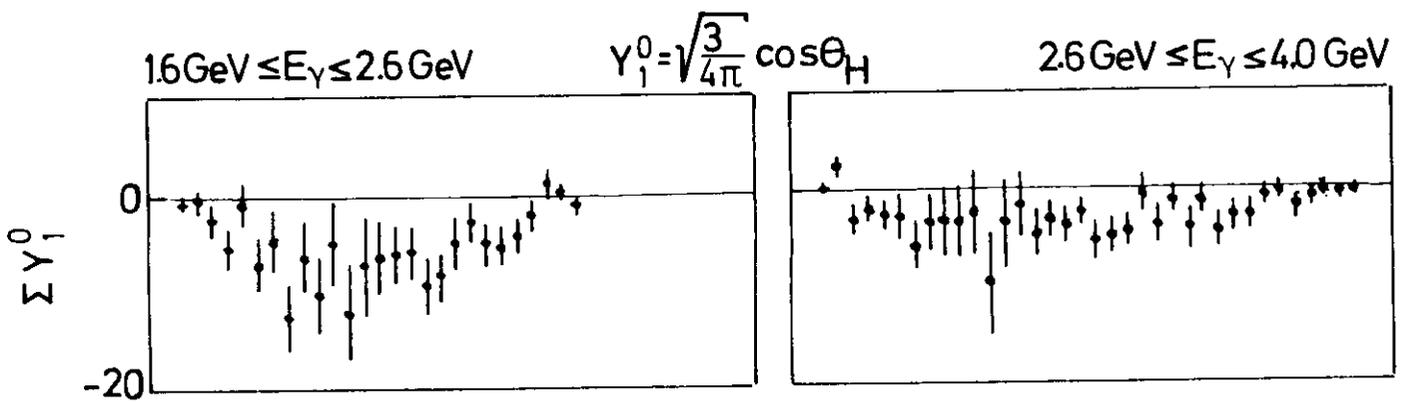


$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

Zerfallswinkelverteilungen des ρ^0 . $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$

Schraffierte Ereignisse ohne Δ^+ ($M_{p\pi^+} < 1.340 \text{ GeV}$)

Abb.21

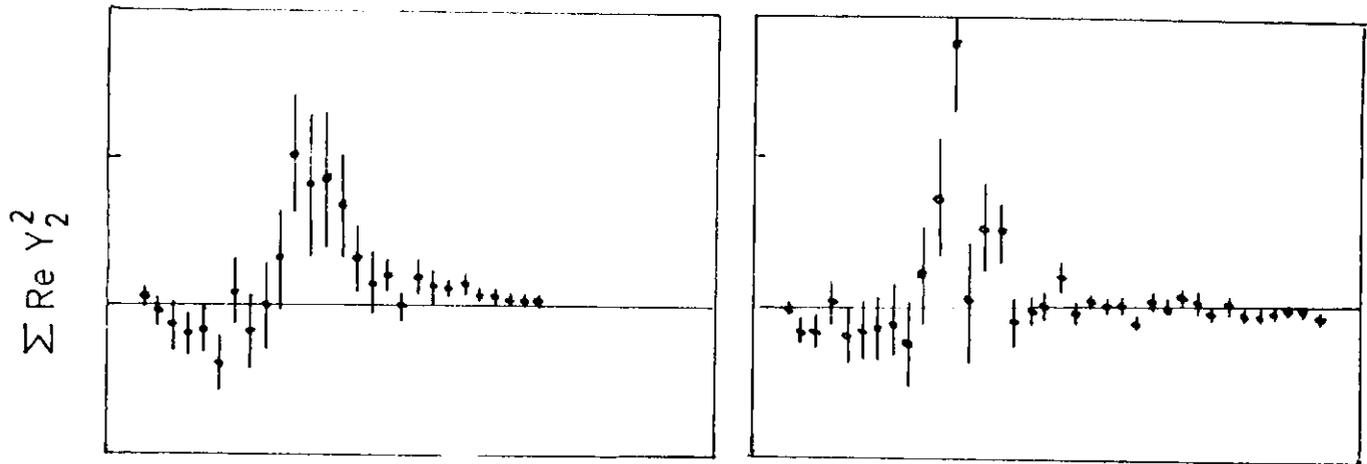


Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$.

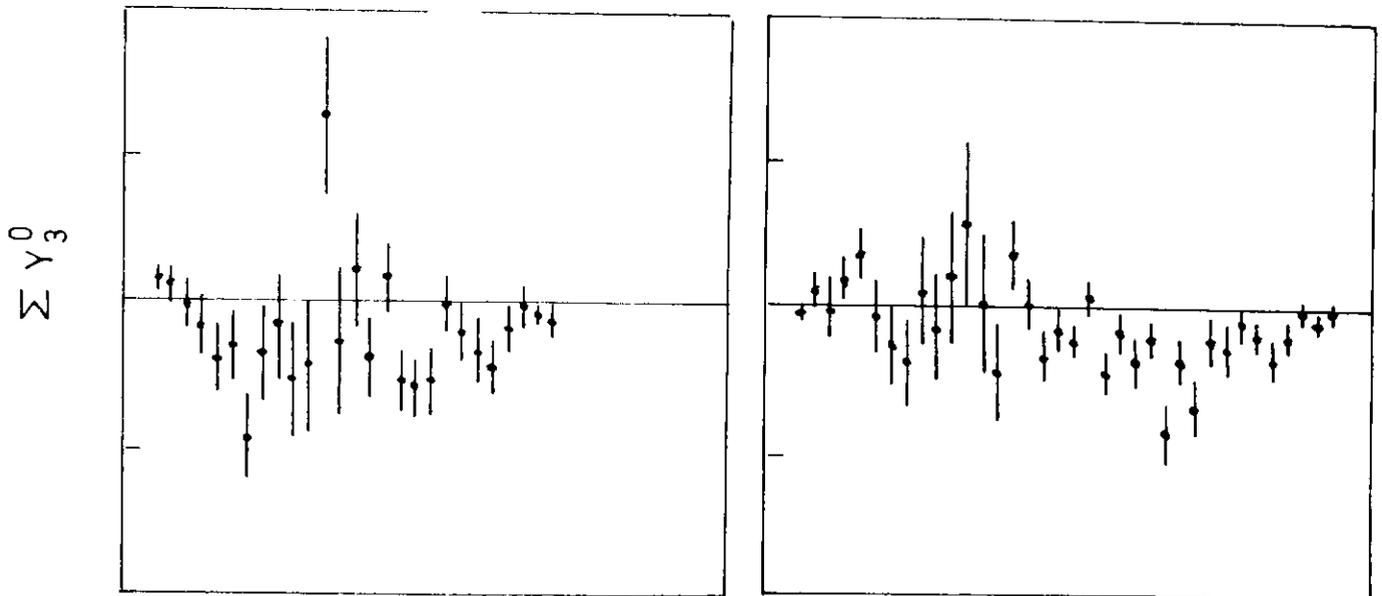
Momente $Y_L^M(\theta_H, \phi_H)$ im Helizitätssystem in Abhängigkeit von $M_{\pi\pi}$ für $|t| < .5 \text{ GeV}^2$

Abb.22

$$Y_2^2 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin^2 \theta_H \cos 2\phi_H$$



$$Y_3^0 = \sqrt{\frac{7}{4\pi}} \left(\frac{5}{2} \cos^3 \theta_H - \frac{3}{2} \cos \theta_H \right)$$



$$Y_4^0 = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{9}{4\pi}} (35 \cos^4 \theta_H - 30 \cos^2 \theta_H + 3)$$

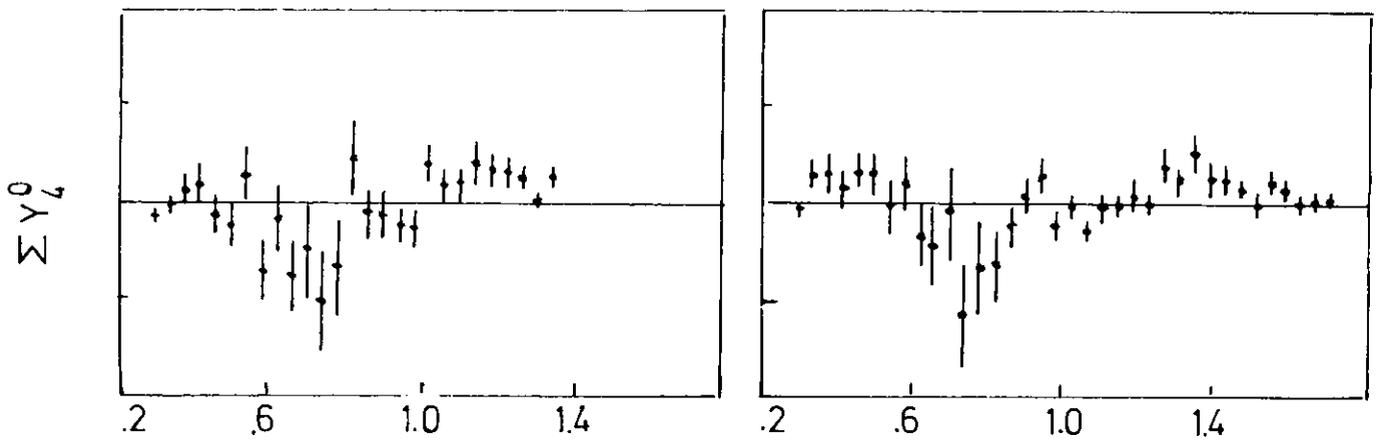
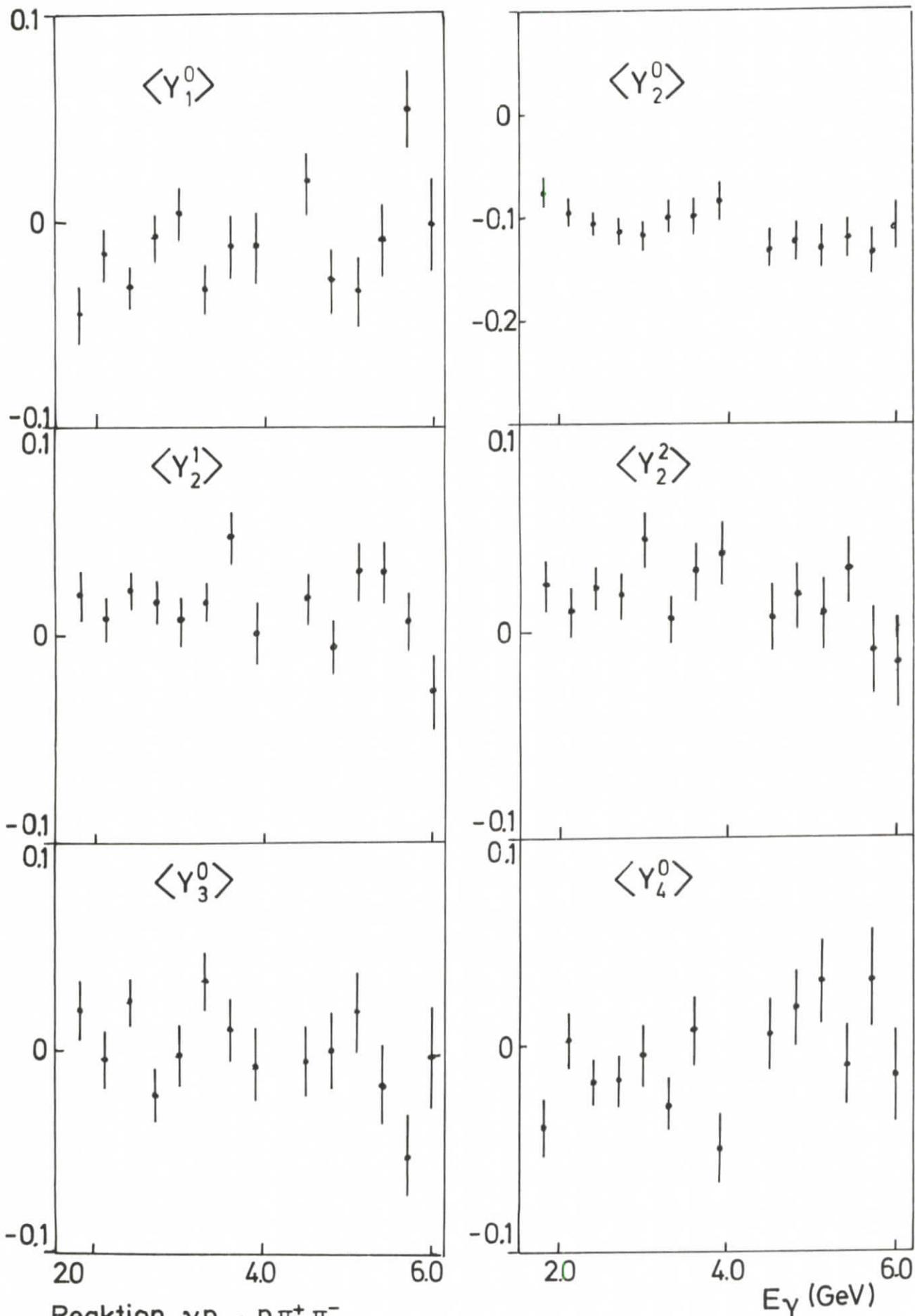


Abb.22

$M_{\pi\pi}$ (GeV^2)



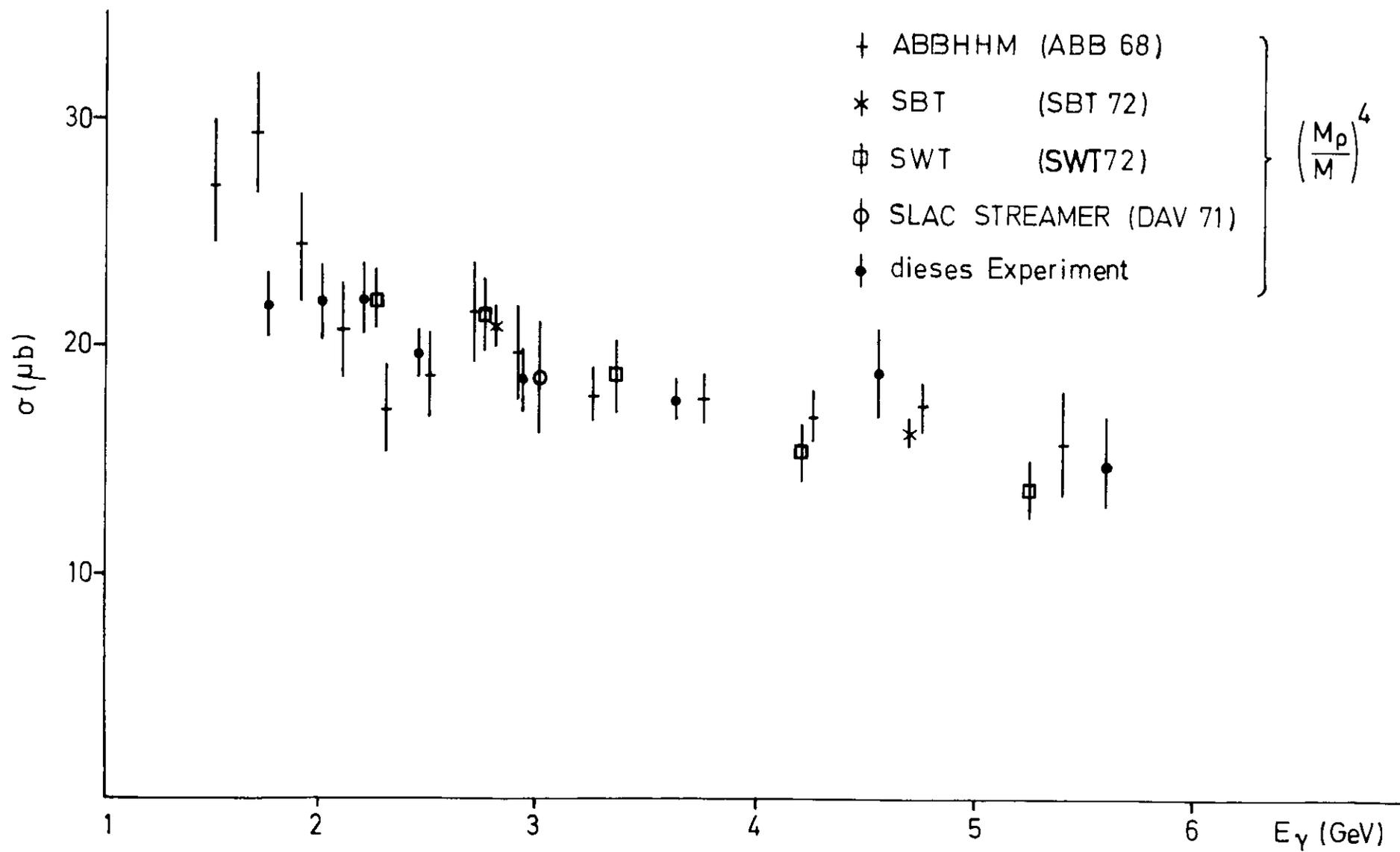
Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

Momente als Funktion der Photonenergie mit
 $700 \text{ MeV} < M_{\pi\pi} < 830 \text{ MeV}$, $|t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2$

Abb.23

Abb. 24 a

$\gamma p \rightarrow p \rho^0$



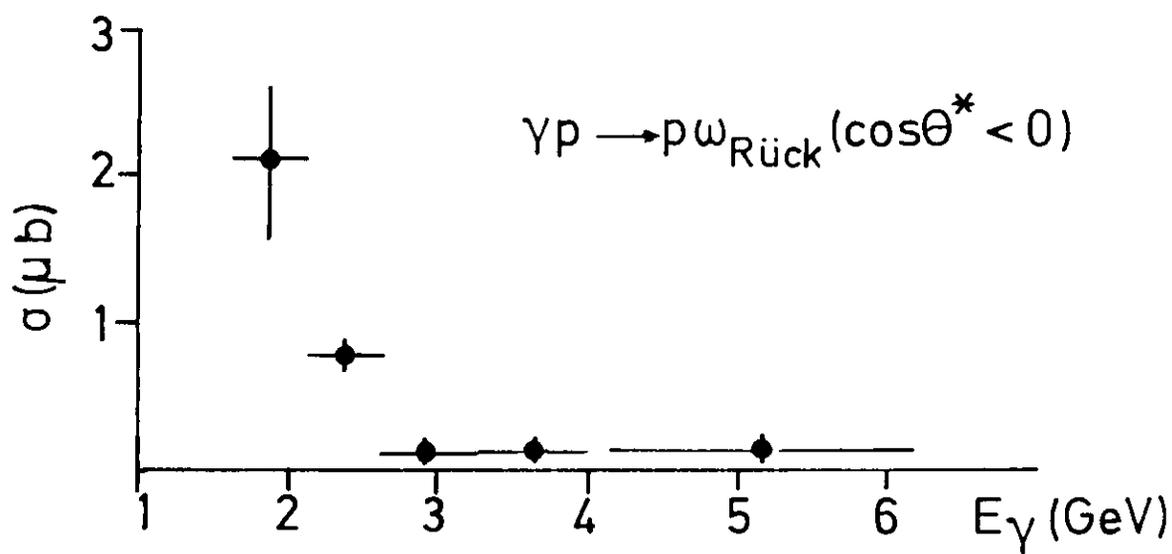
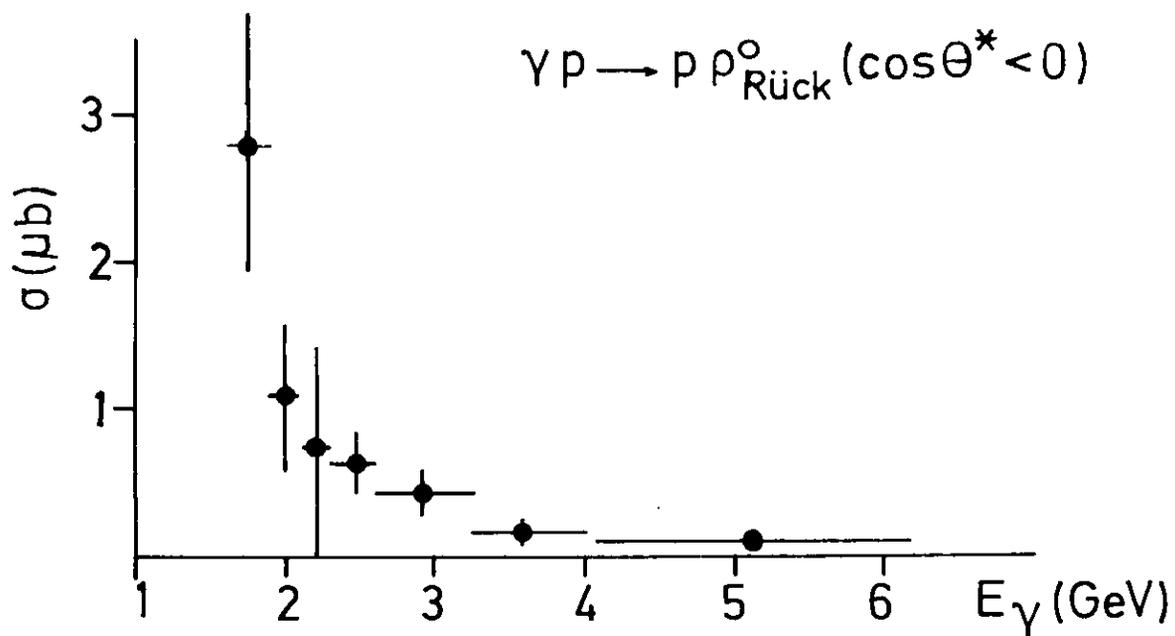


Abb. 24 b

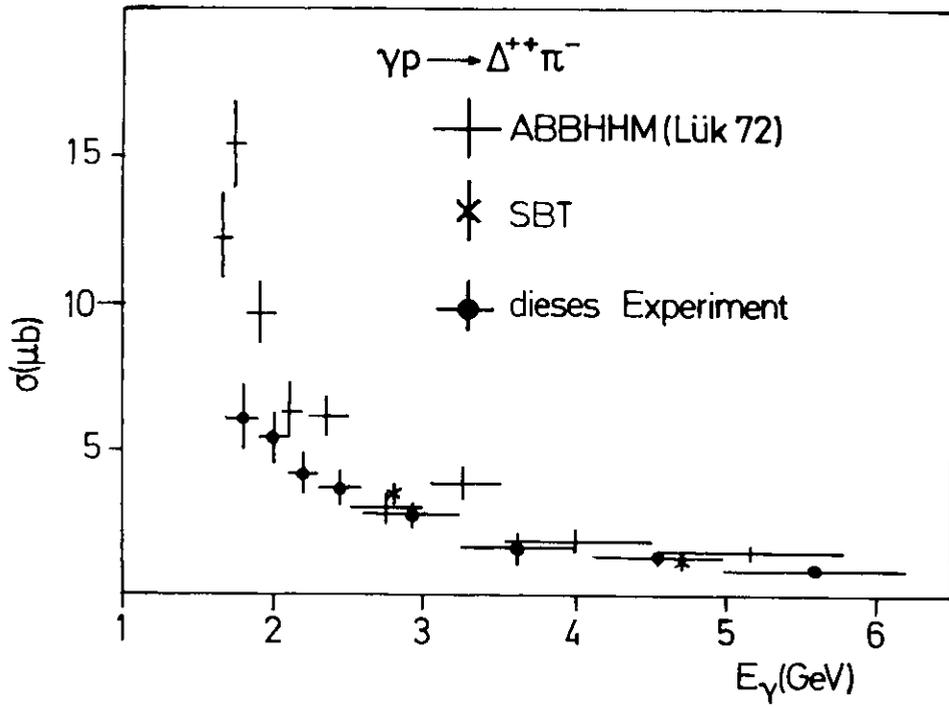


Abb.25

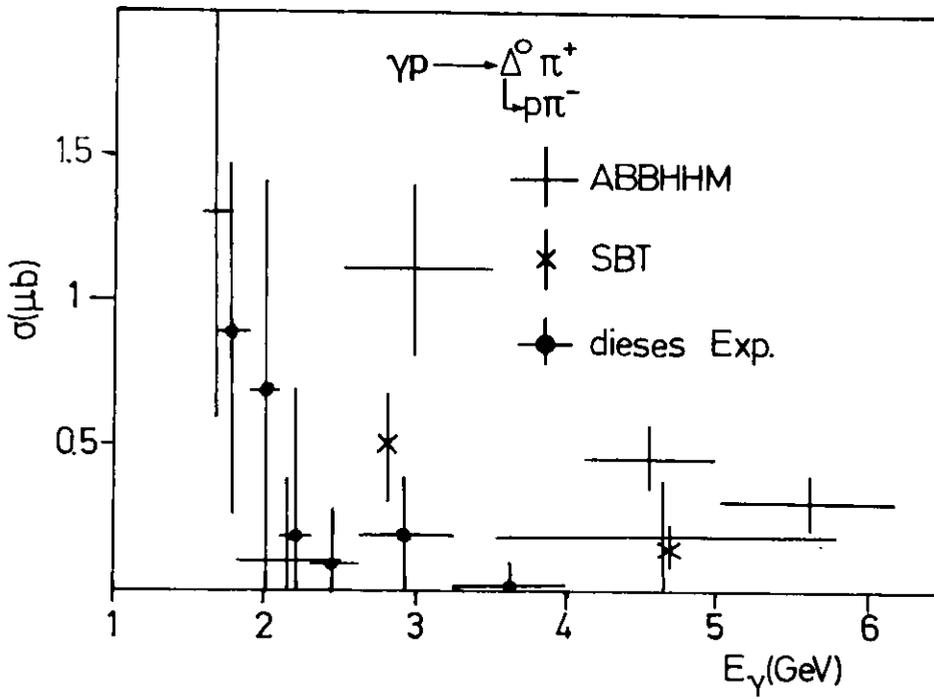


Abb.26

Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t_{p-p}|$

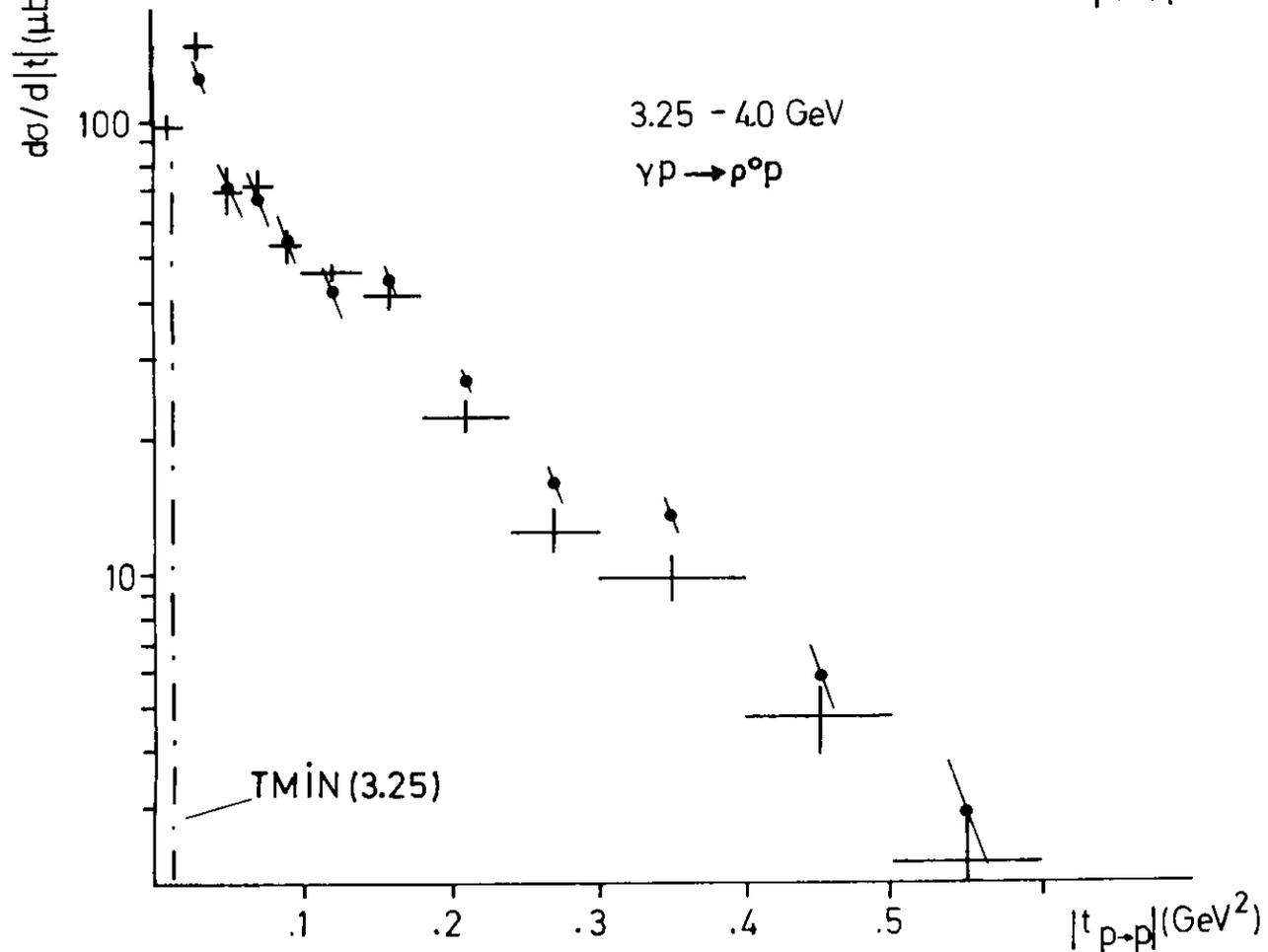
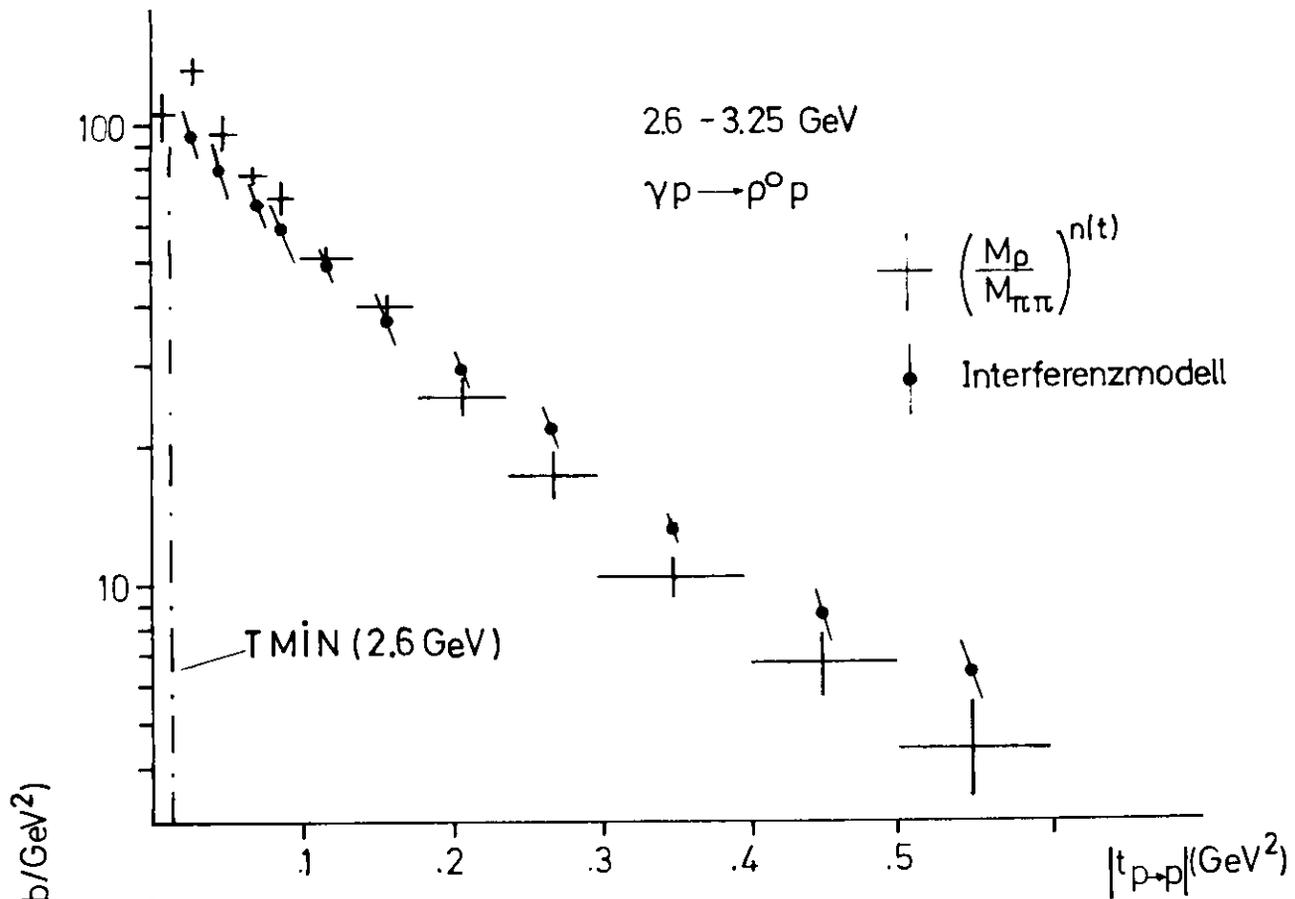


Abb.27

Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t_{p-p}|$

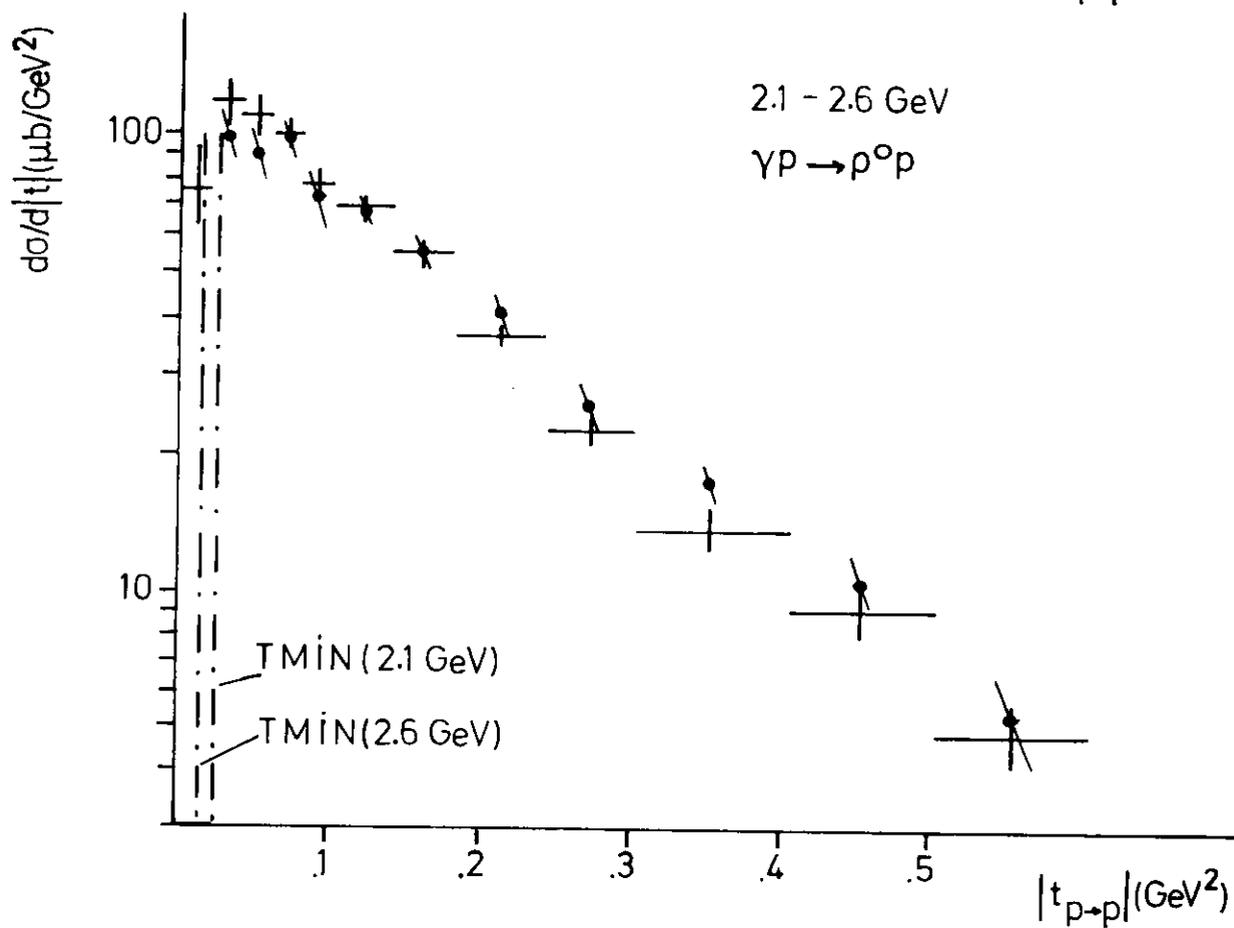
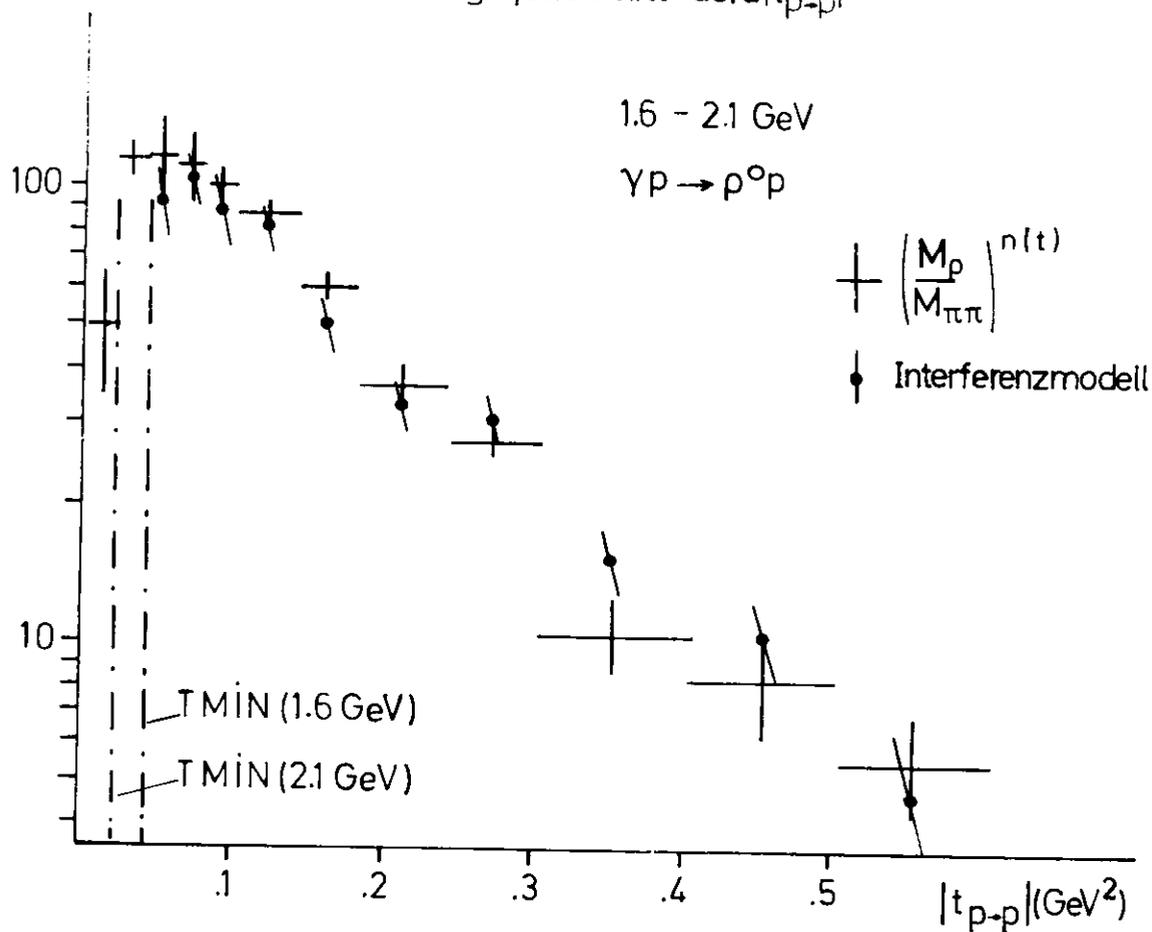
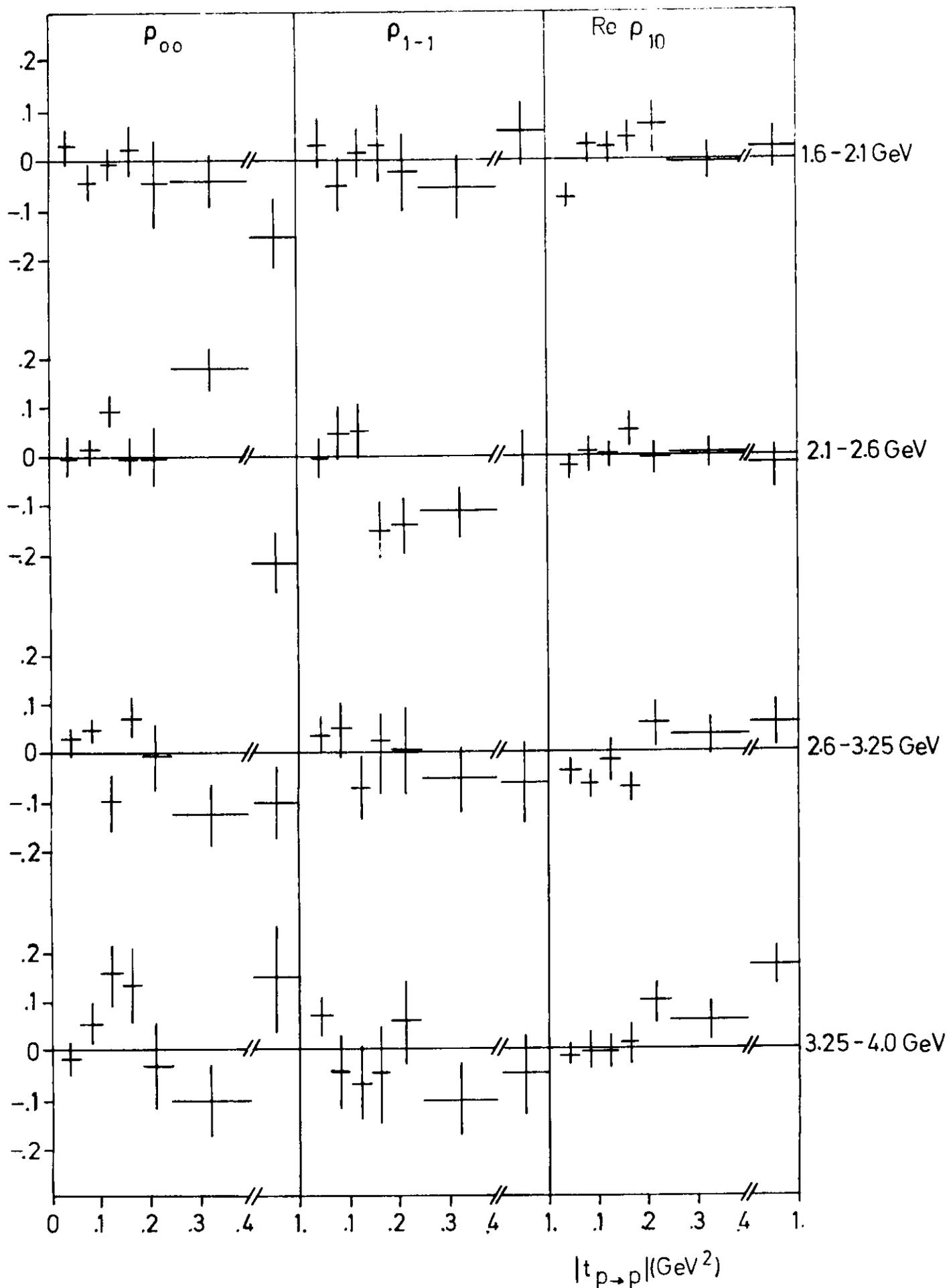
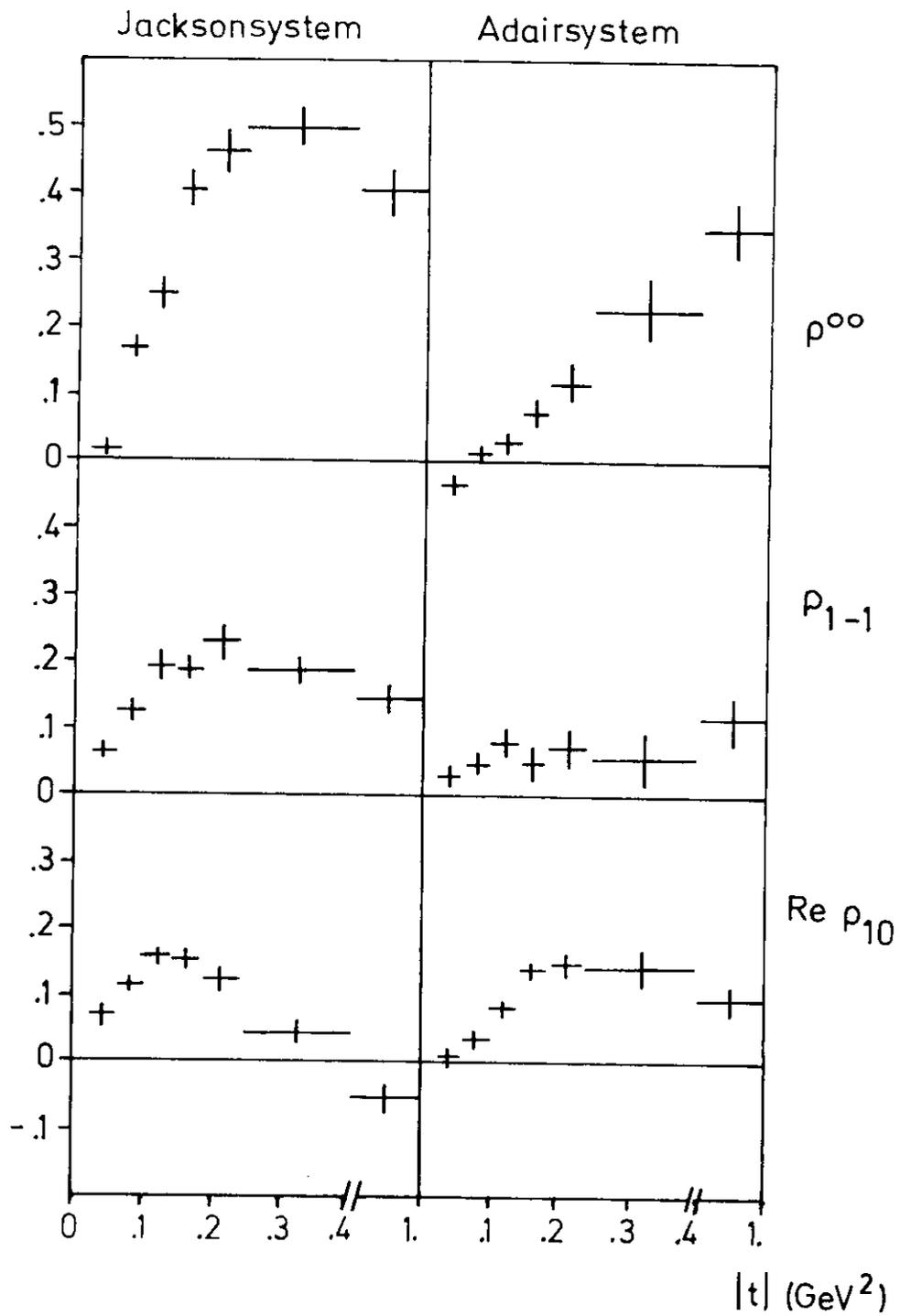


Abb.27



Reaktion $\gamma p \rightarrow p p^0$
 Dichtematrixelemente
 Helizitätssystem

Abb.28a



Reaktion $\gamma p \rightarrow p \rho^0$

Dichtematrixelemente $1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 6.3 \text{ GeV}$

Abb.28b,c

Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|t_{p \rightarrow \Delta^{++}}|$

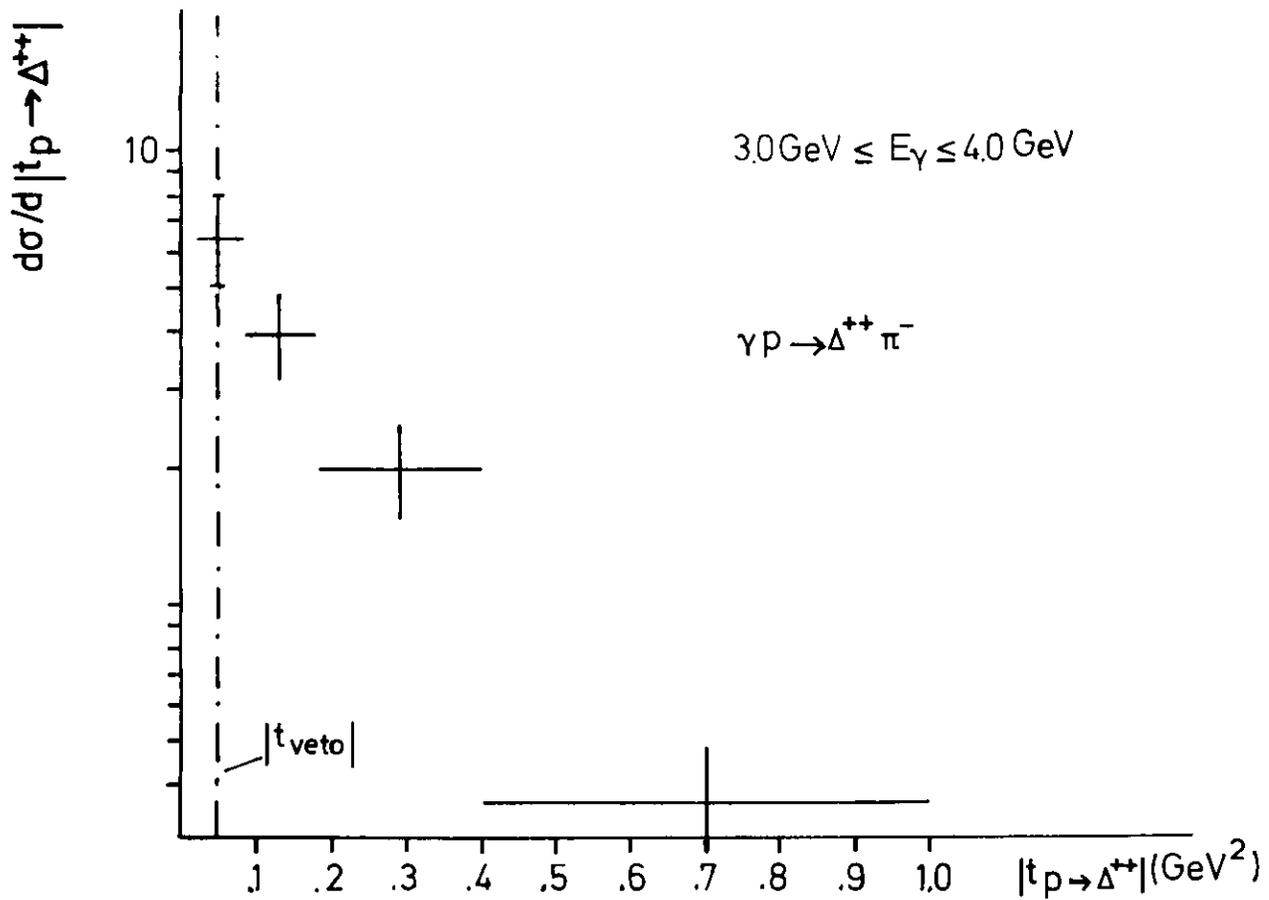
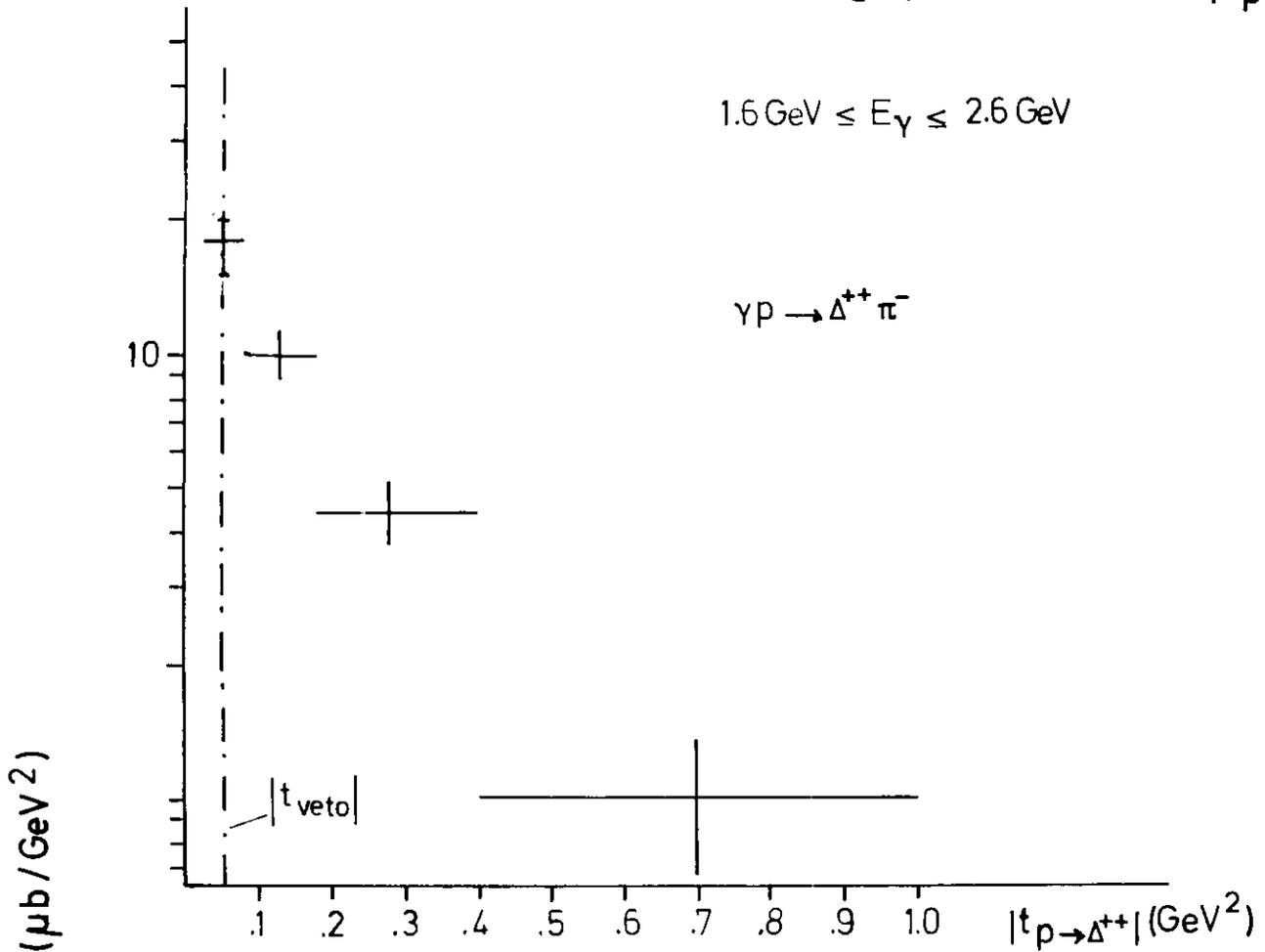
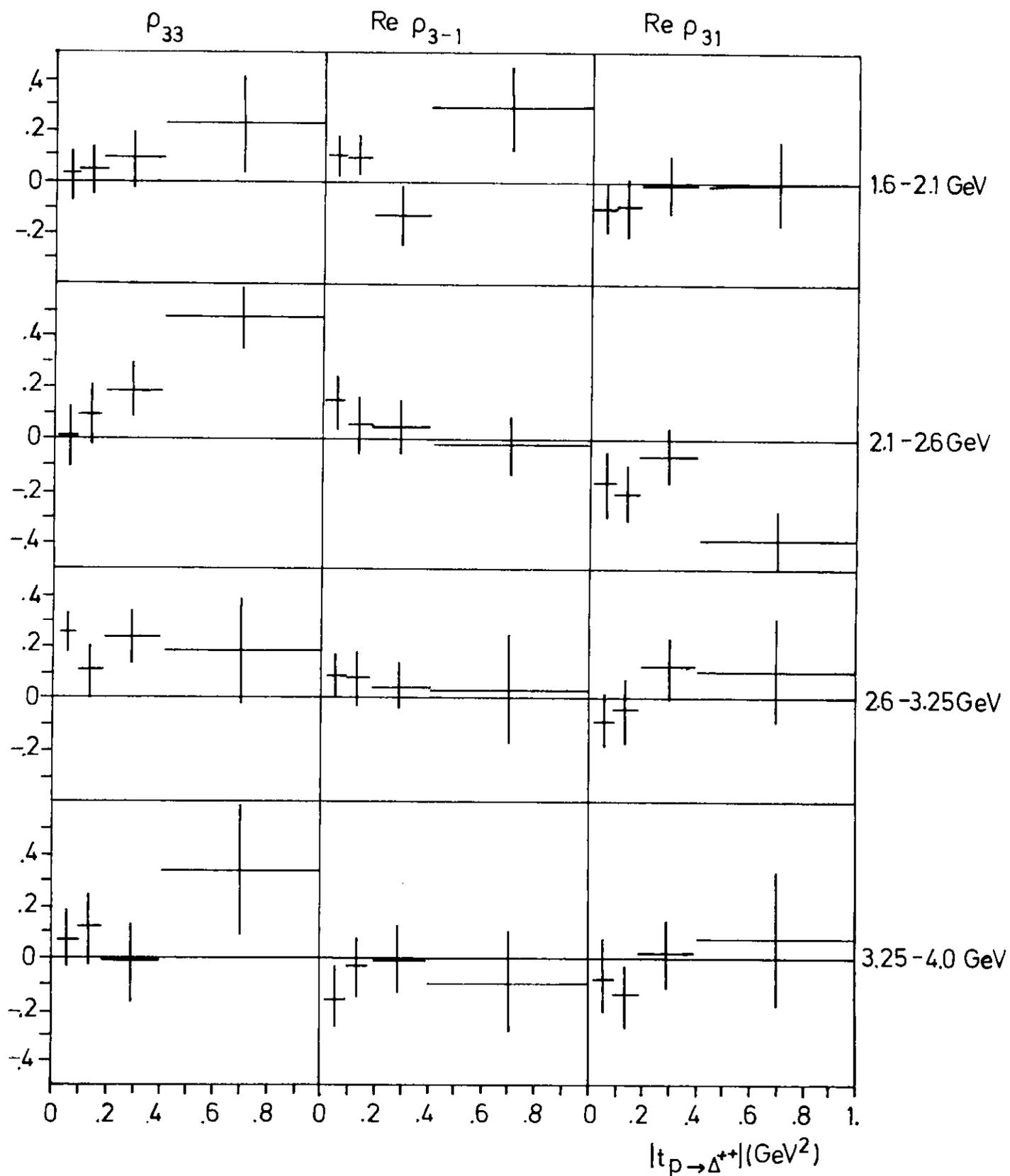
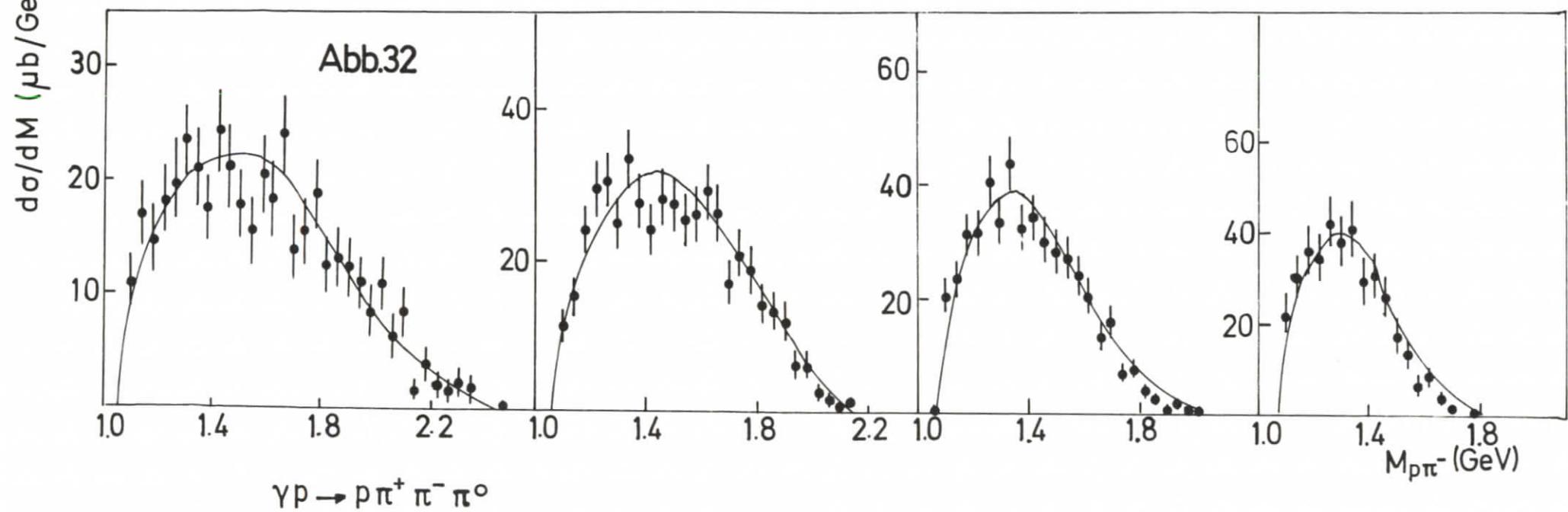
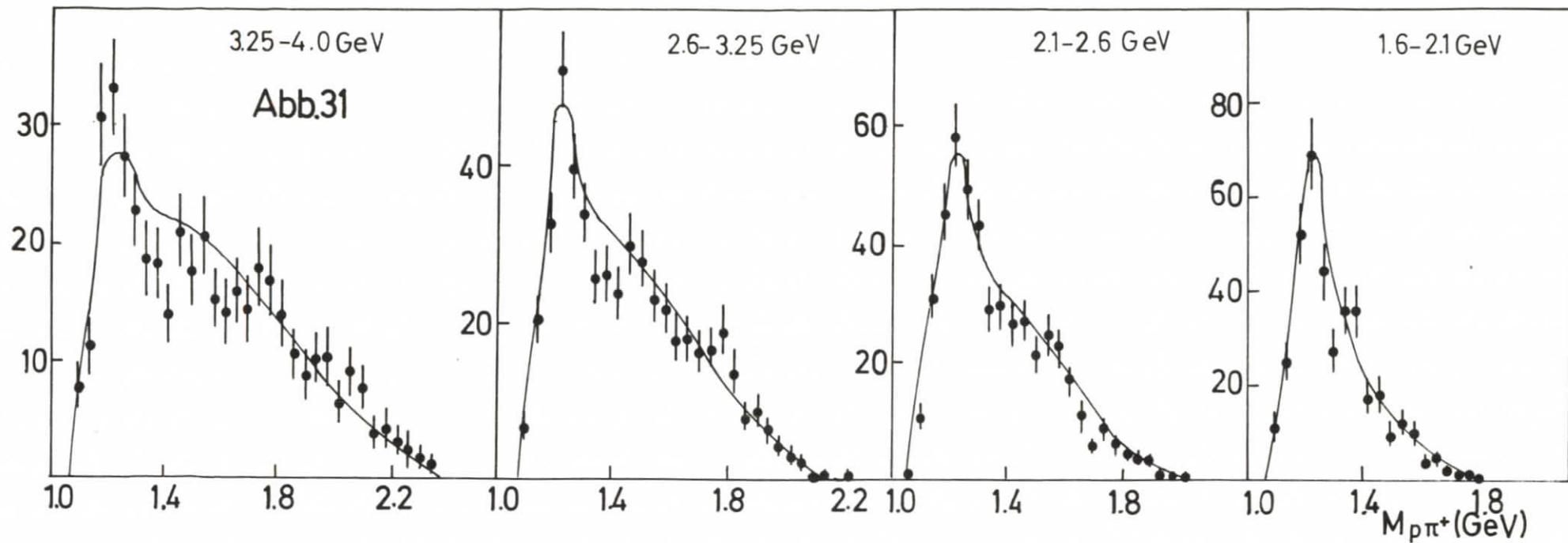


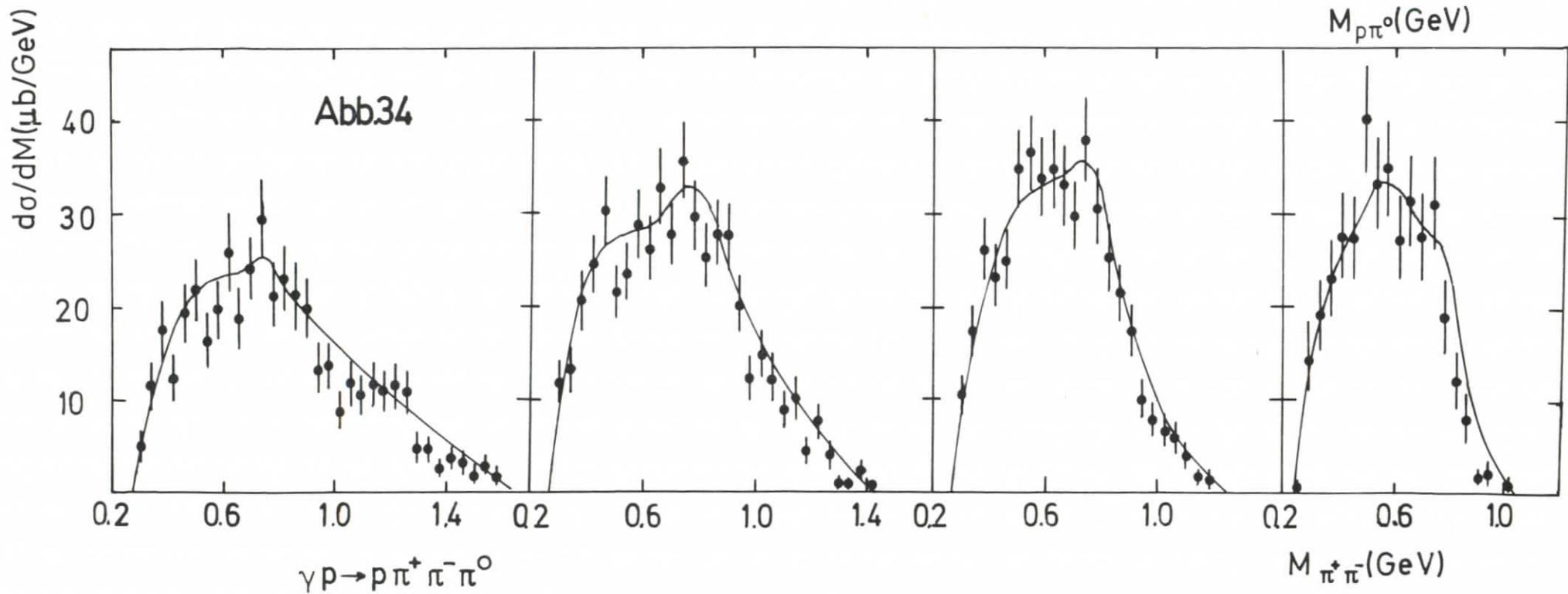
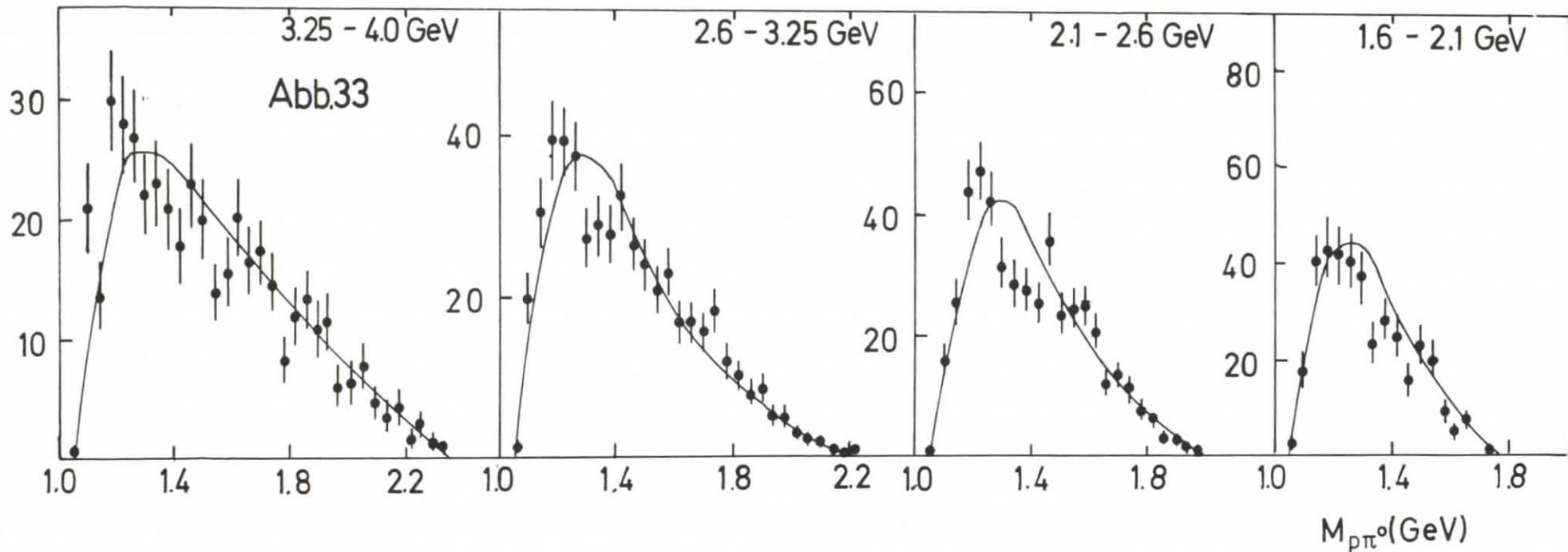
Abb.29

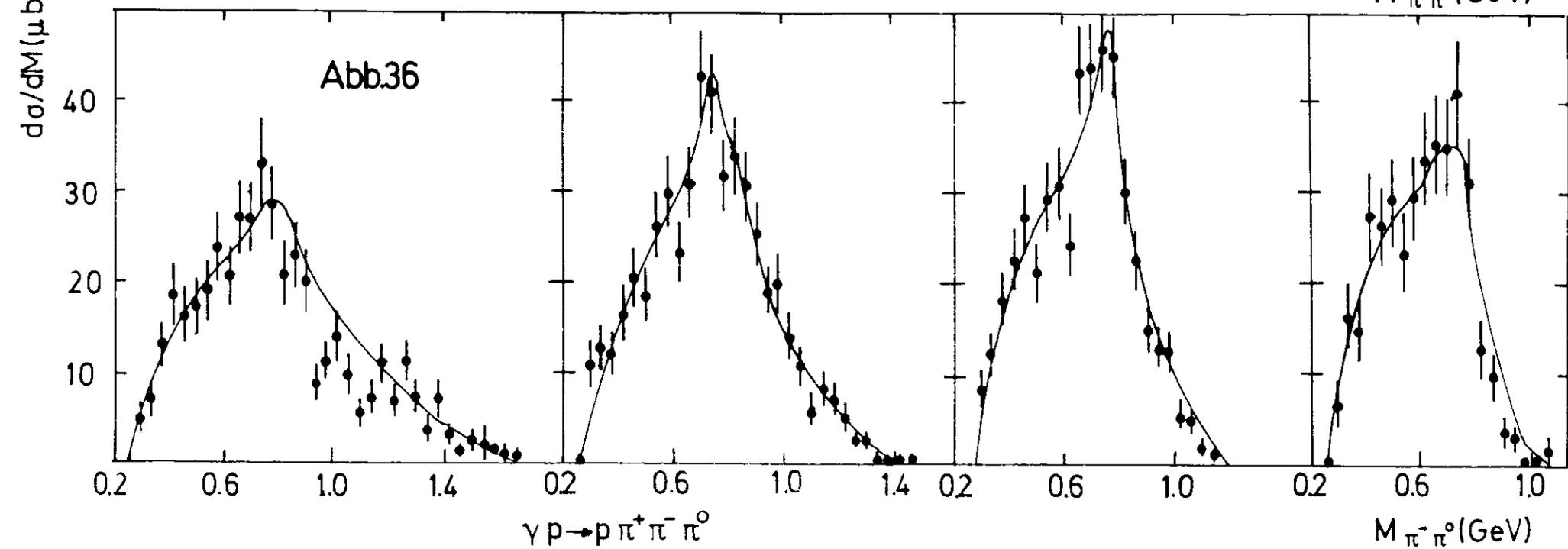
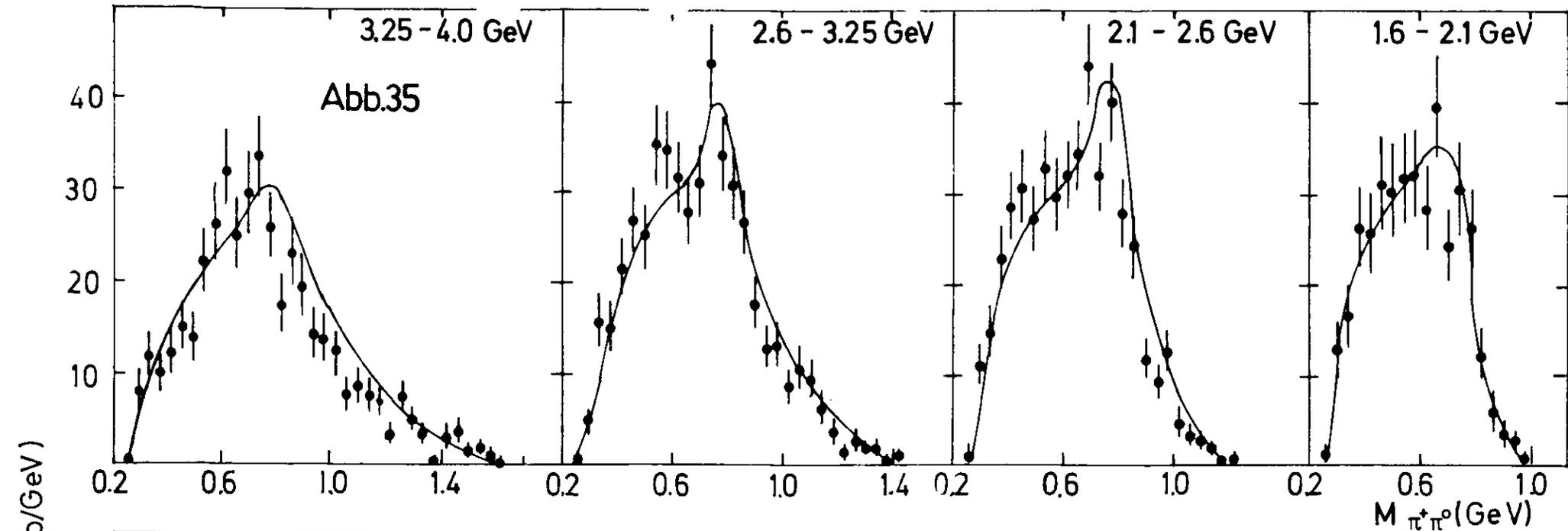


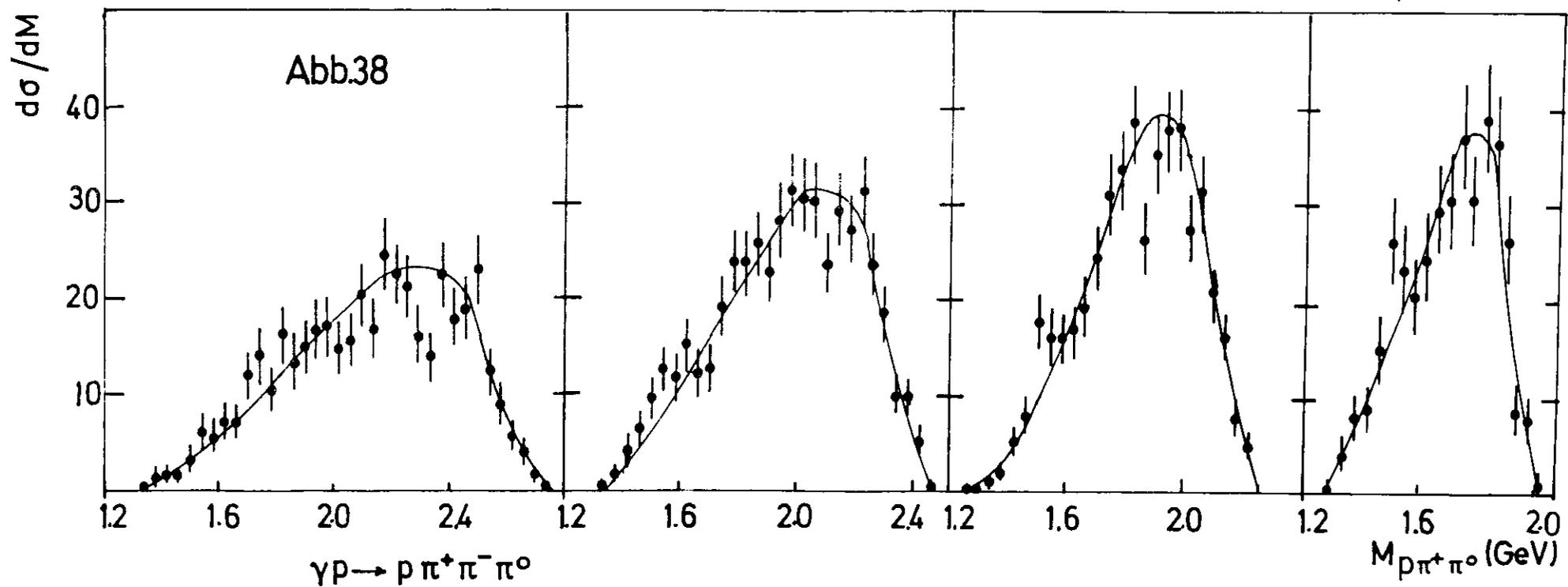
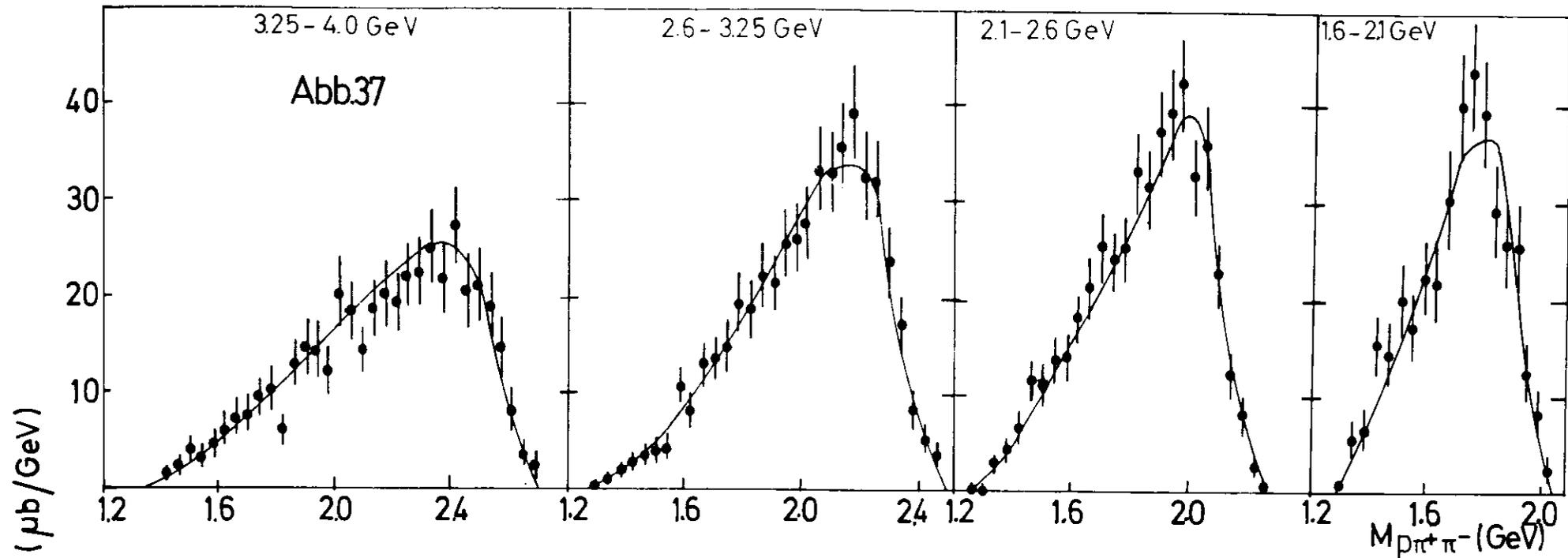
Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$
 Dichtematrixelemente

Abb.30









3.25-4.0 GeV

2.6-3.25 GeV

2.1-2.6 GeV

1.6-2.6 GeV

Abb.39

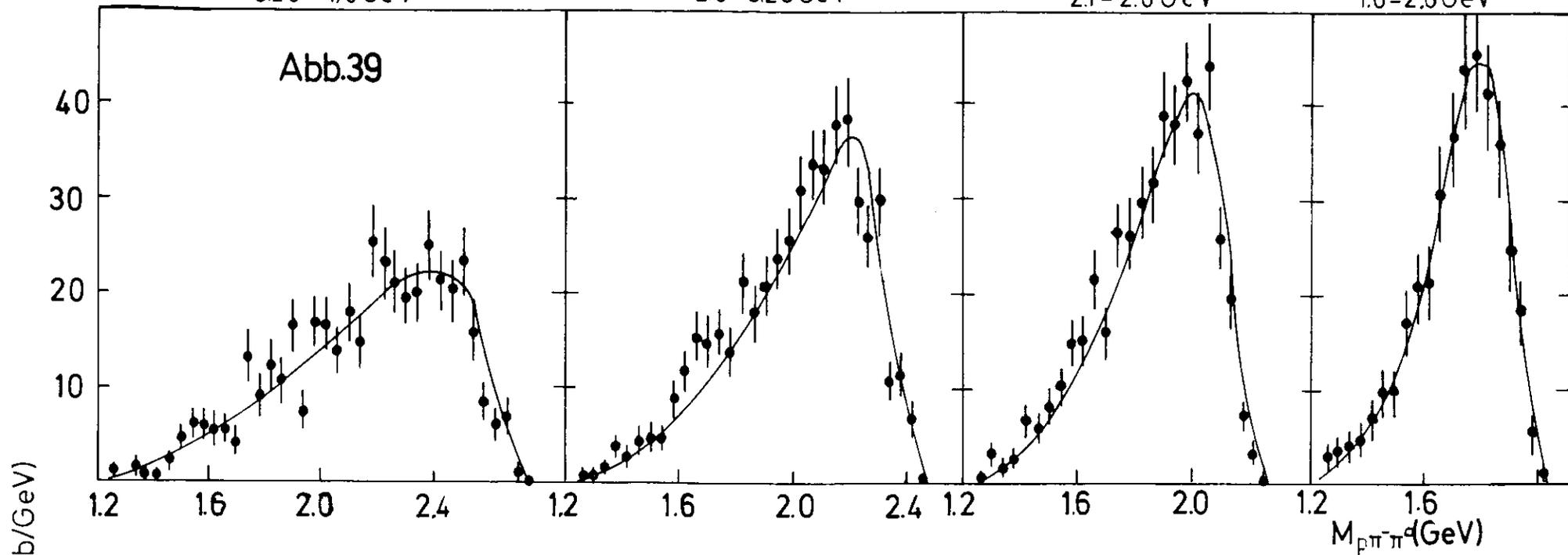
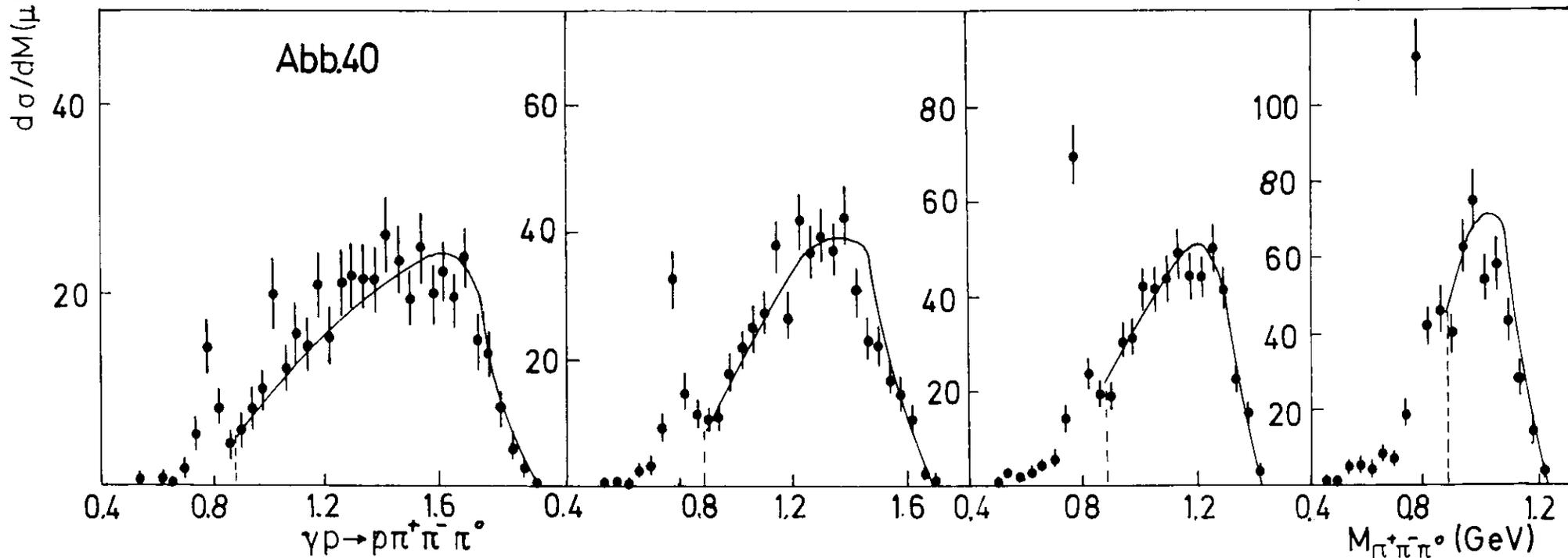
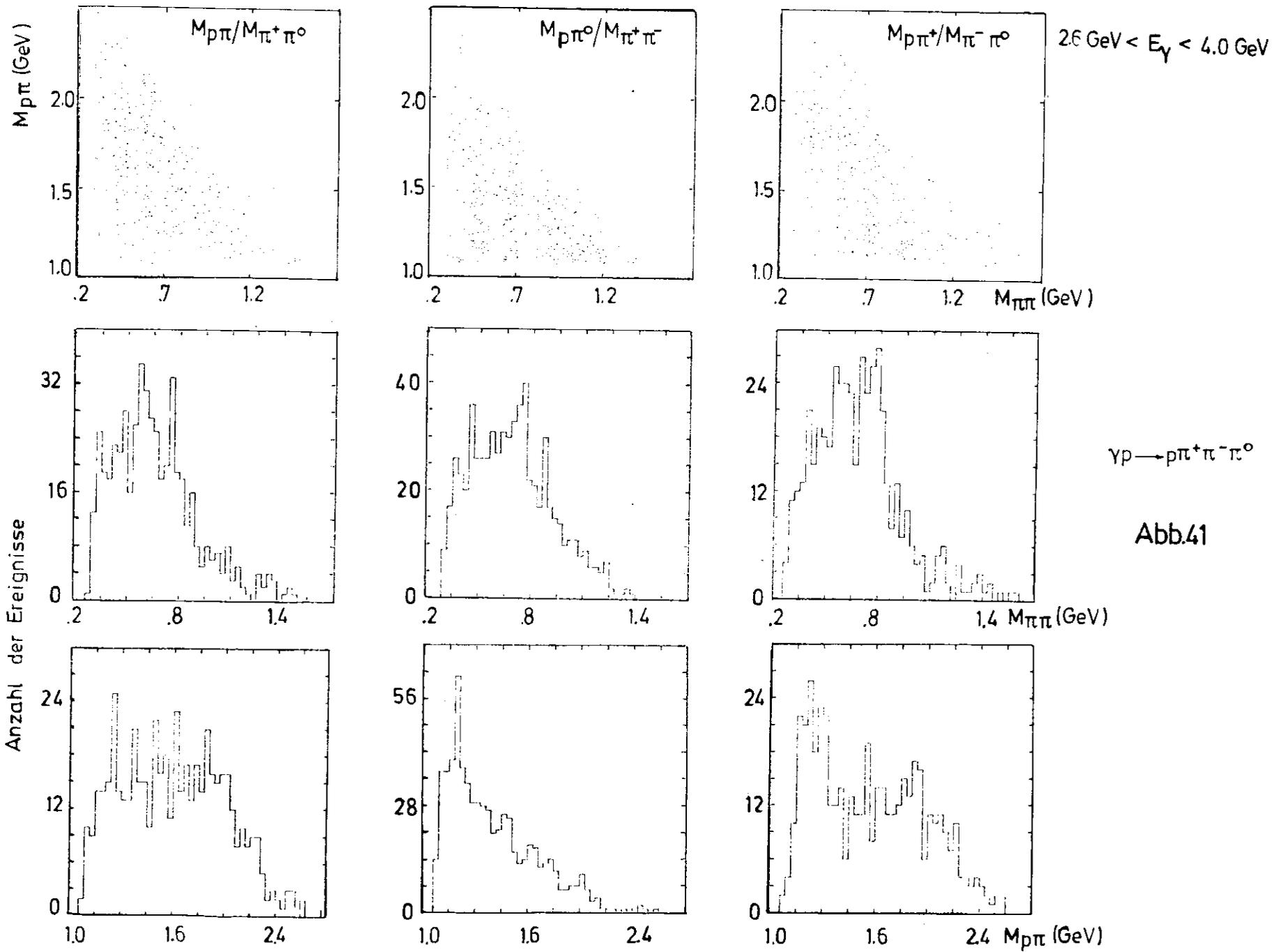
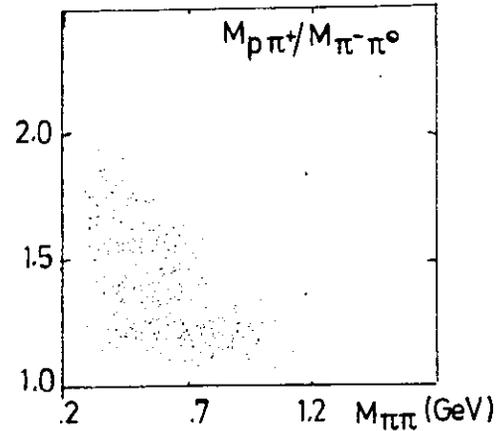
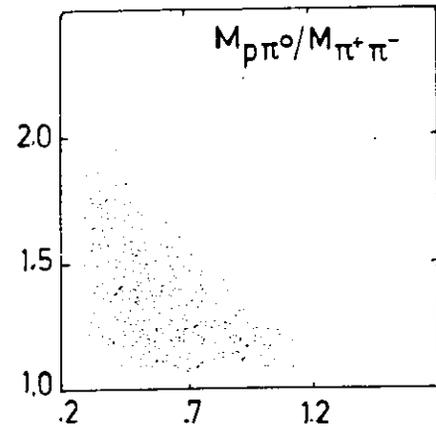
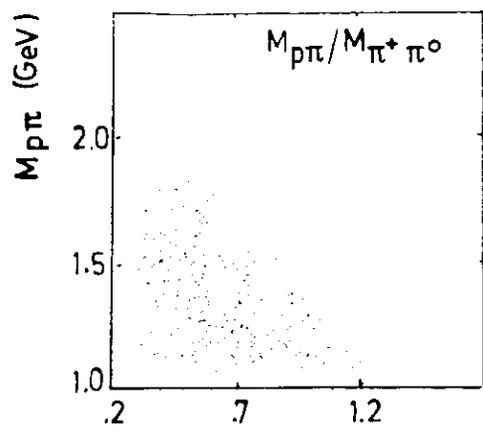


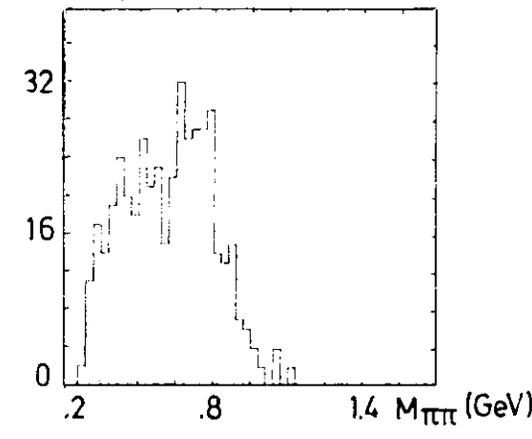
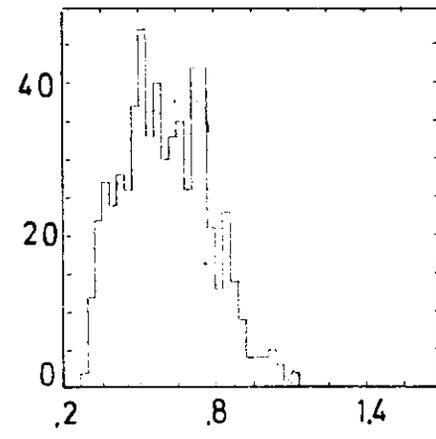
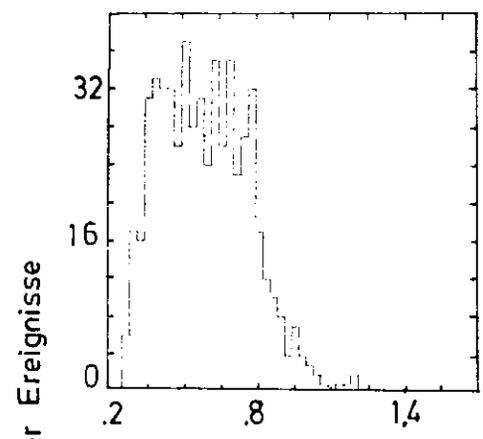
Abb.40





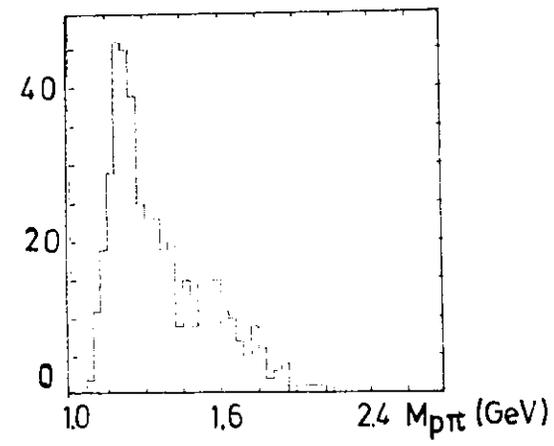
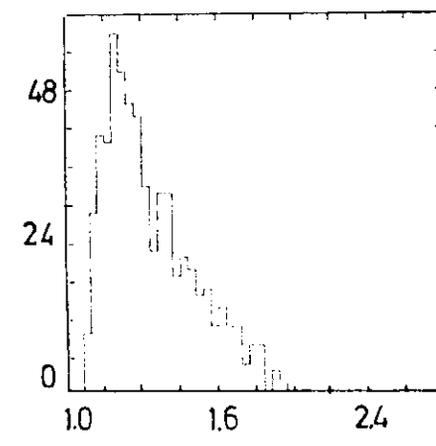
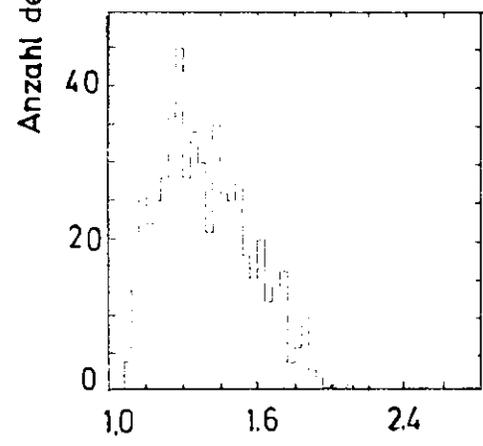


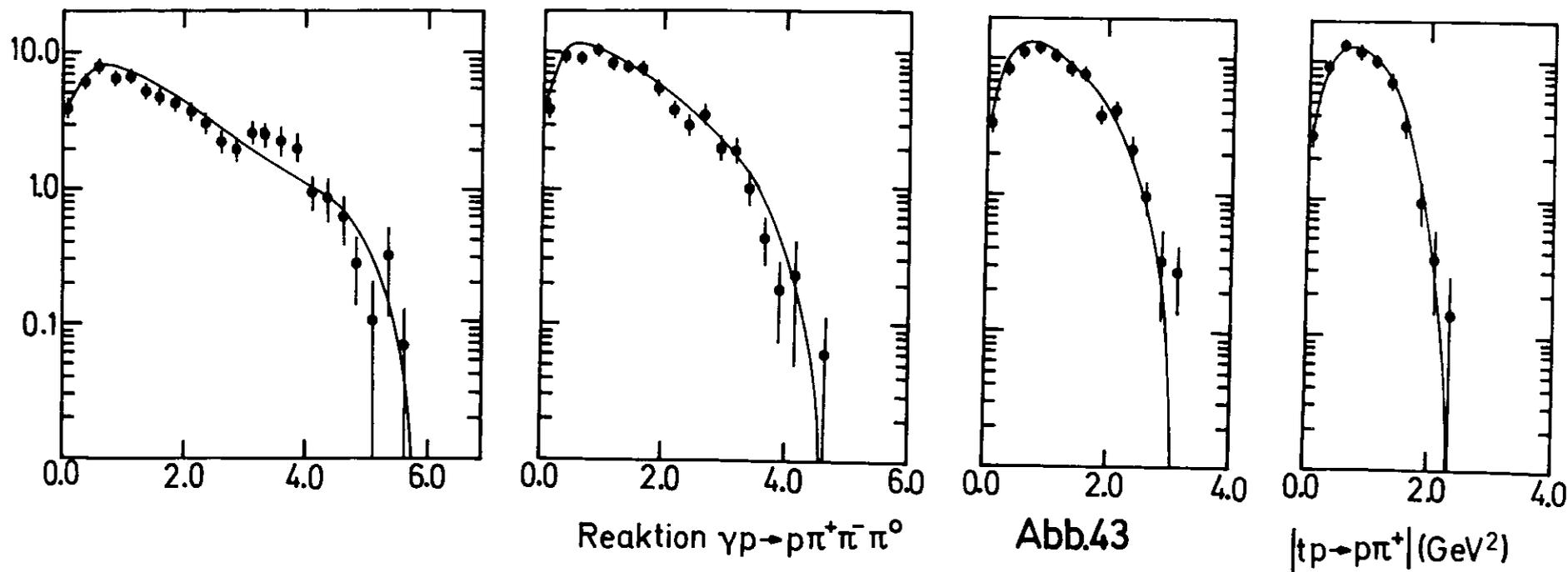
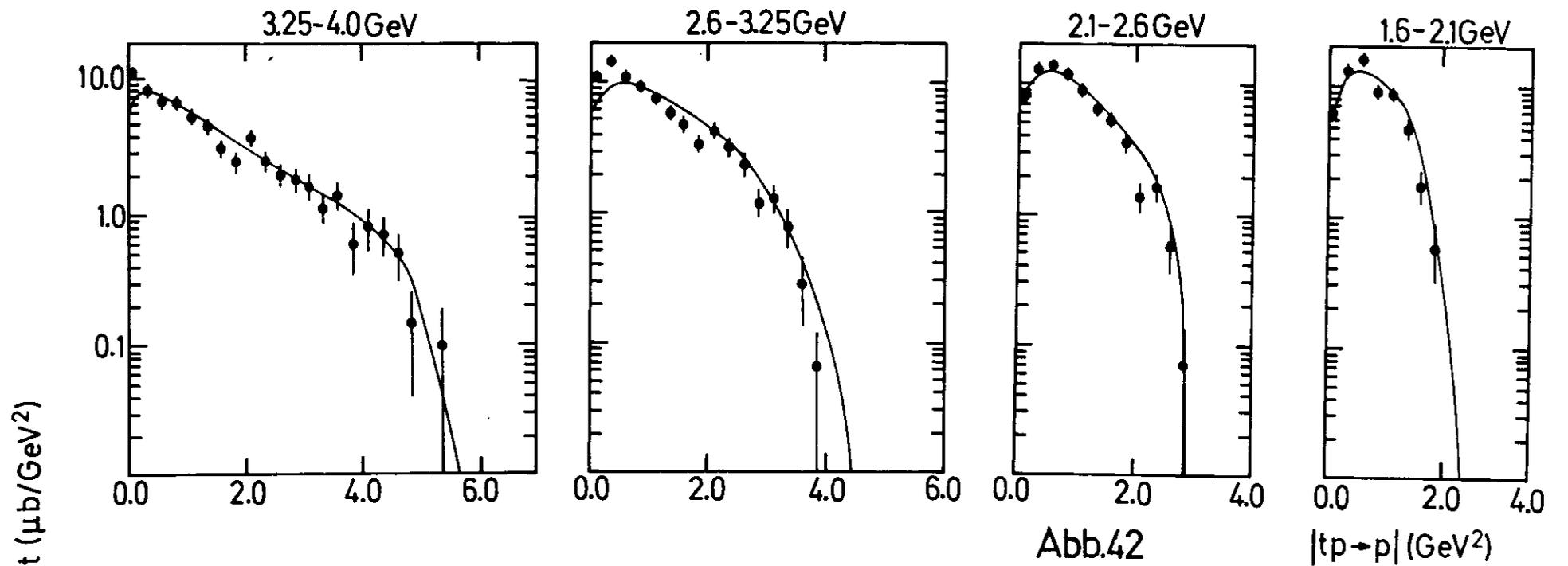
$1.6 \text{ GeV} < E_\gamma < 2.6 \text{ GeV}$

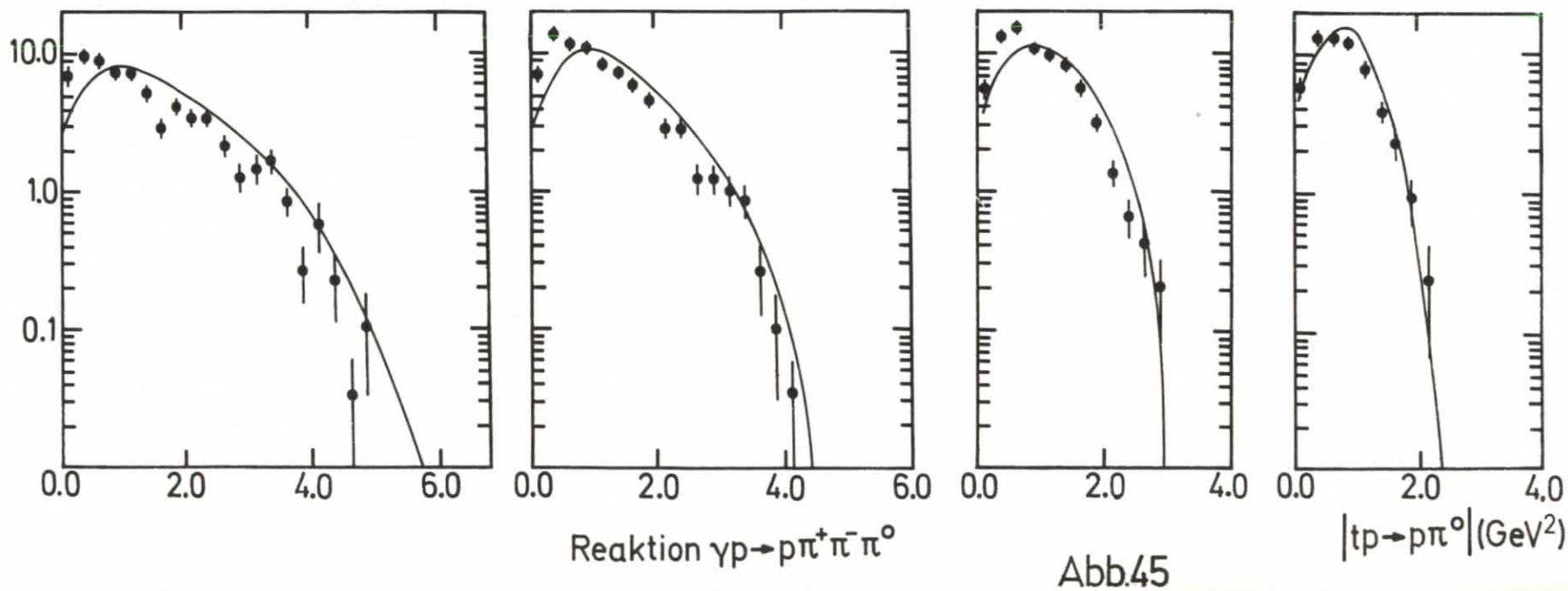
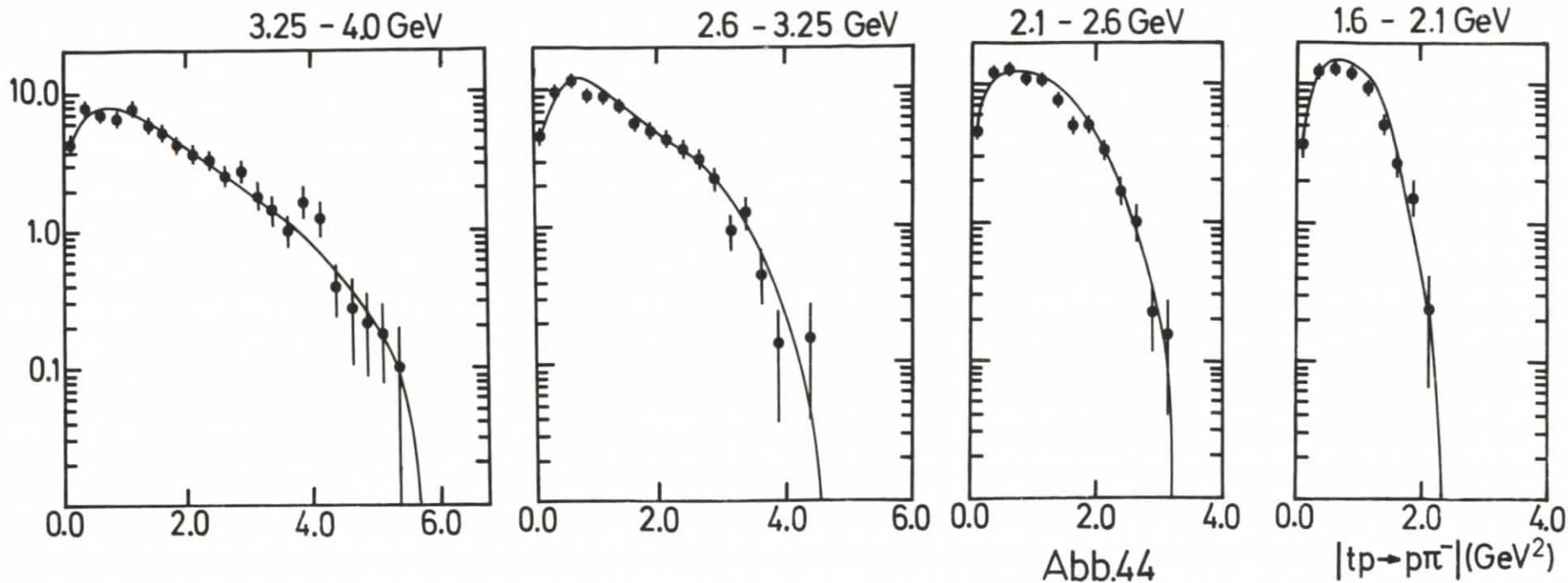


$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$

Abb.41







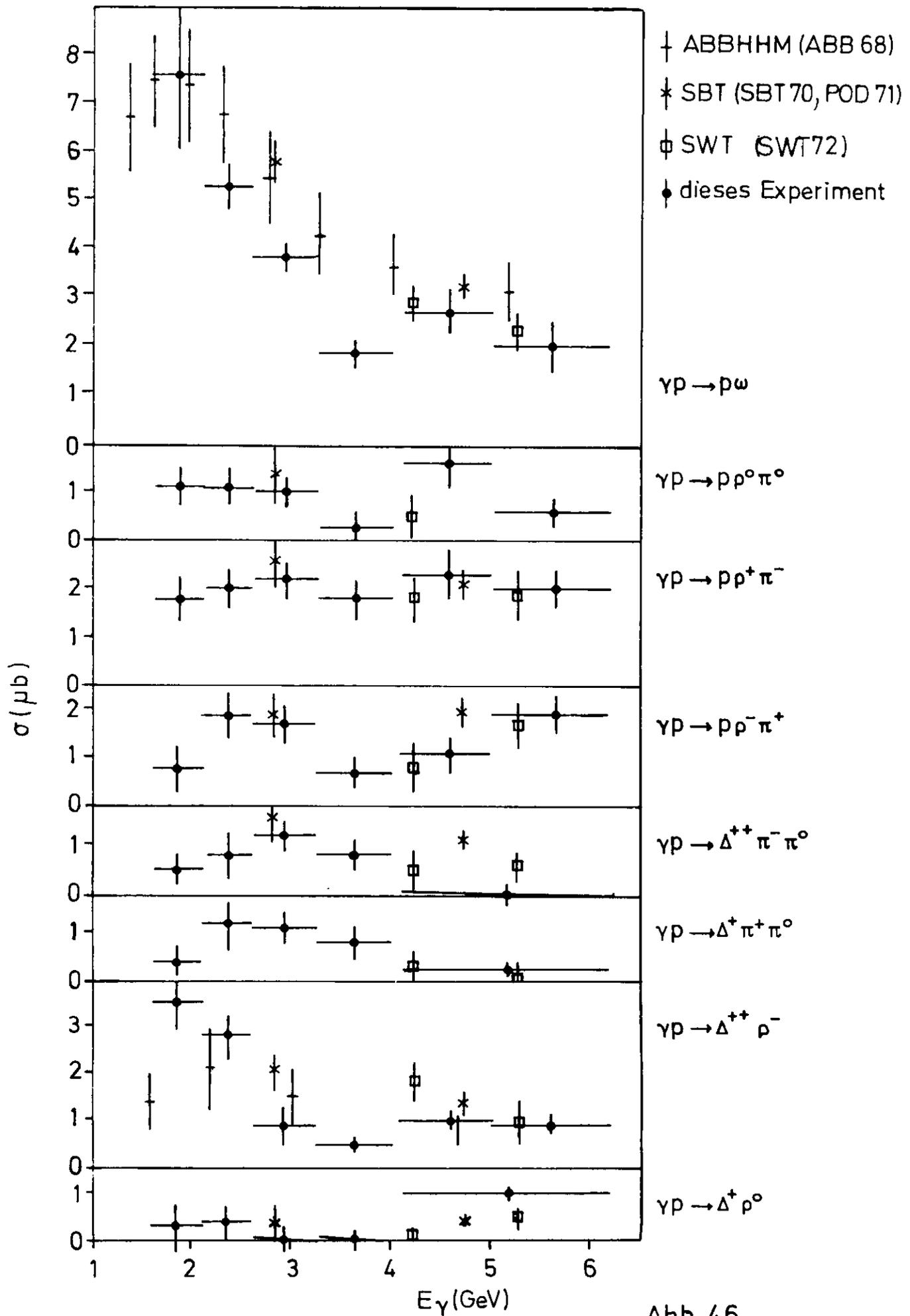
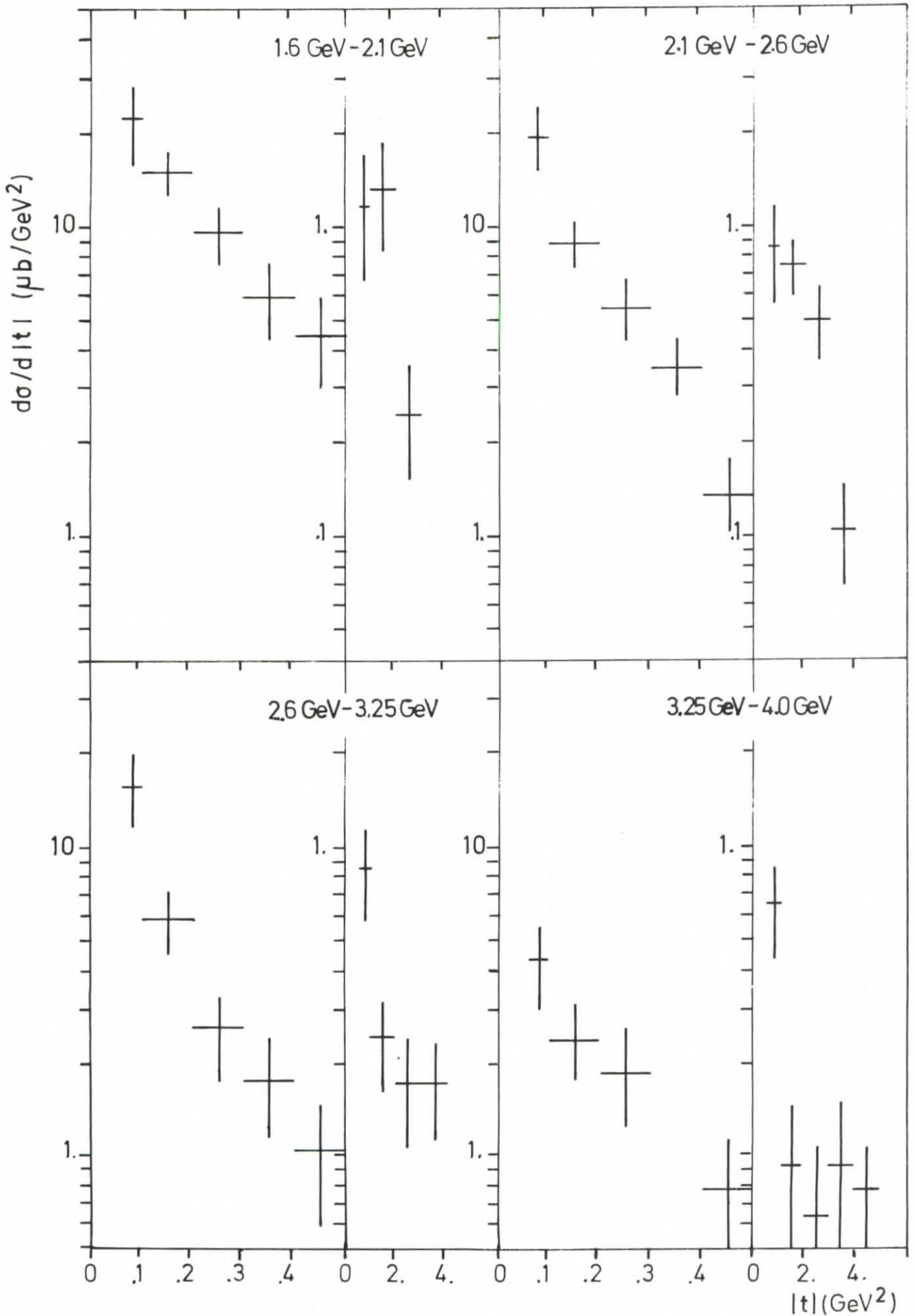


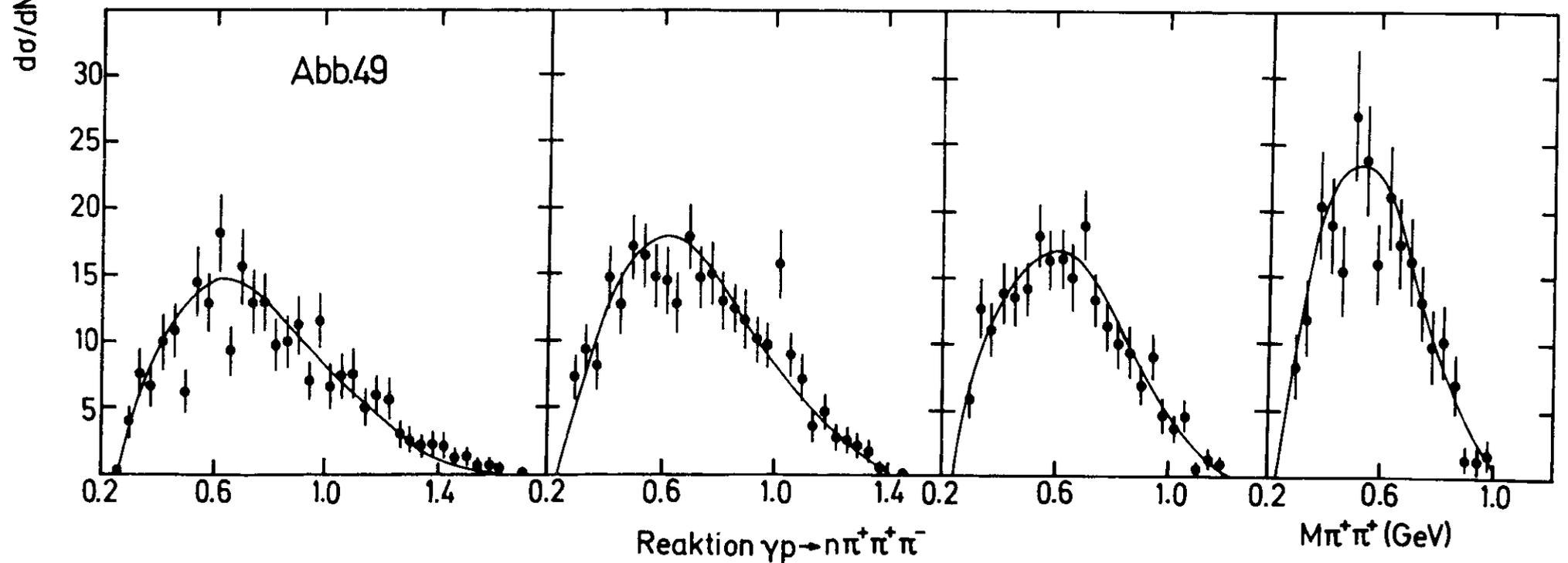
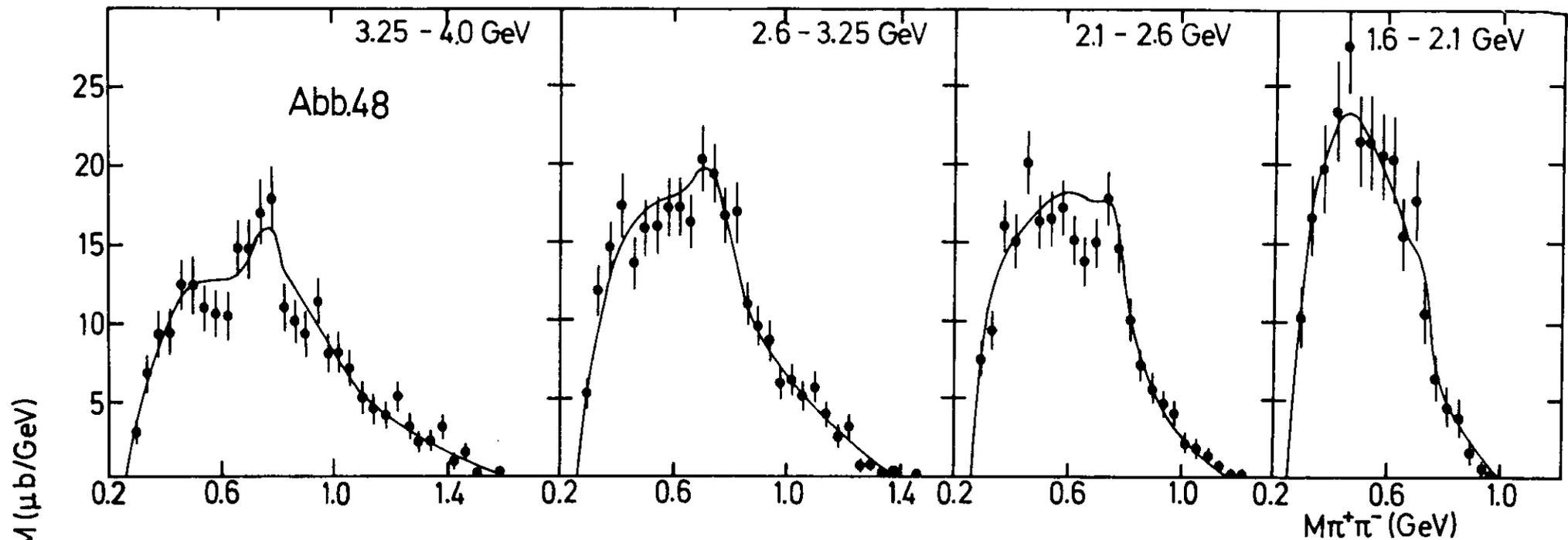
Abb. 46

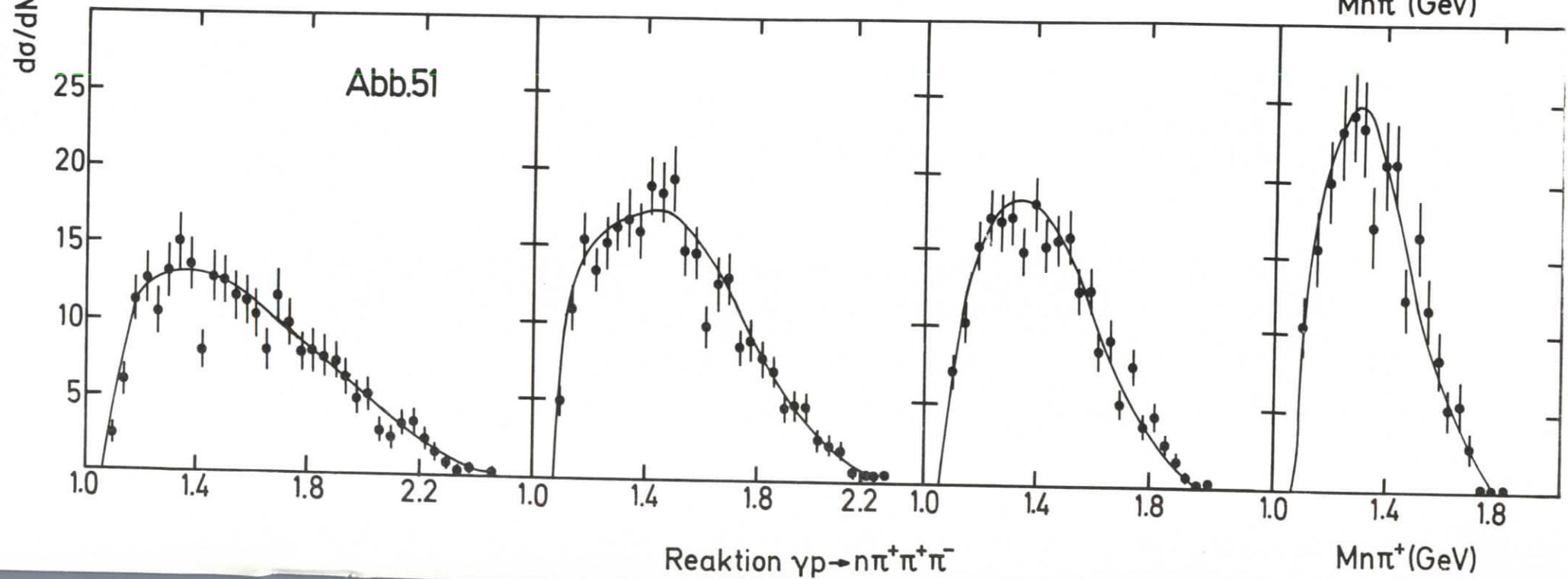
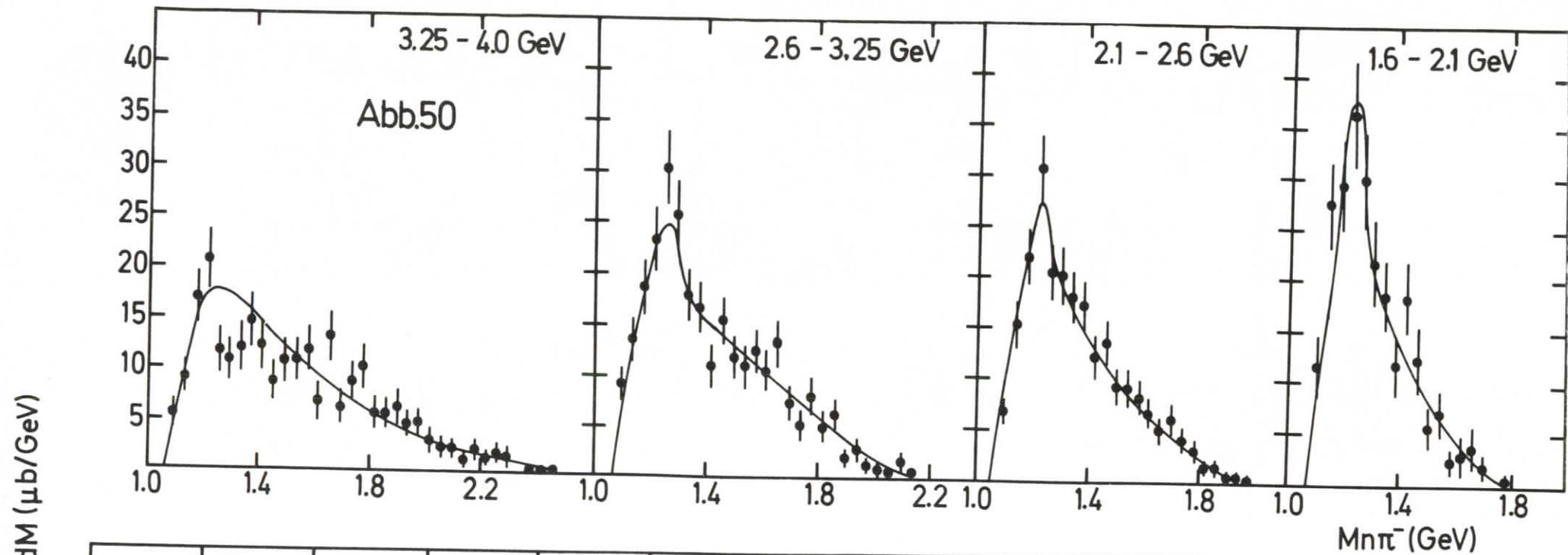


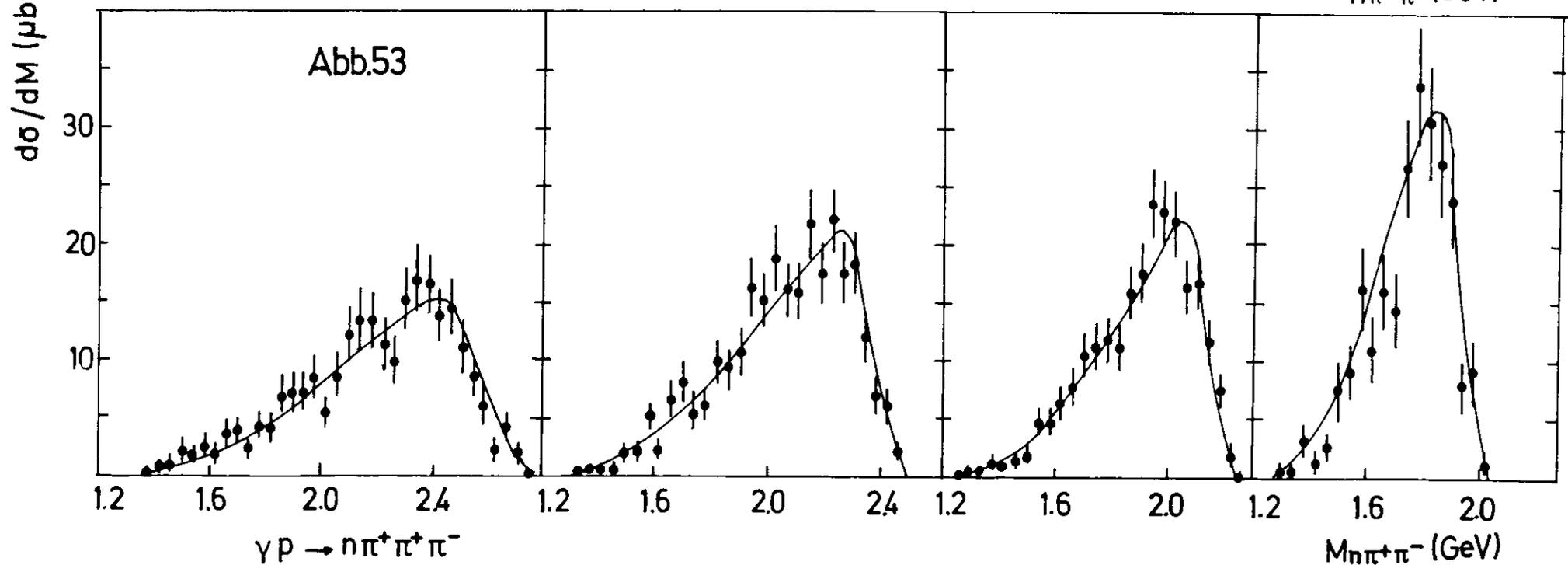
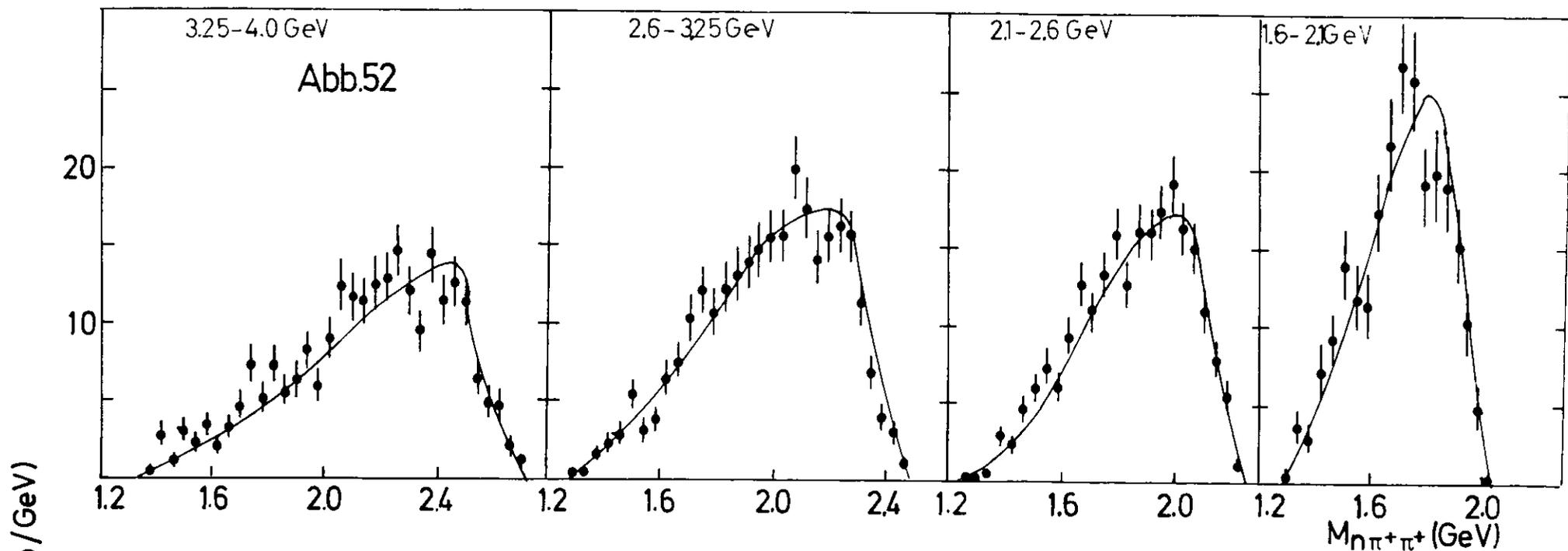
Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$. Differentieller Wirkungsquerschnitt

Abb.47

$\frac{d\sigma}{d|t|}$







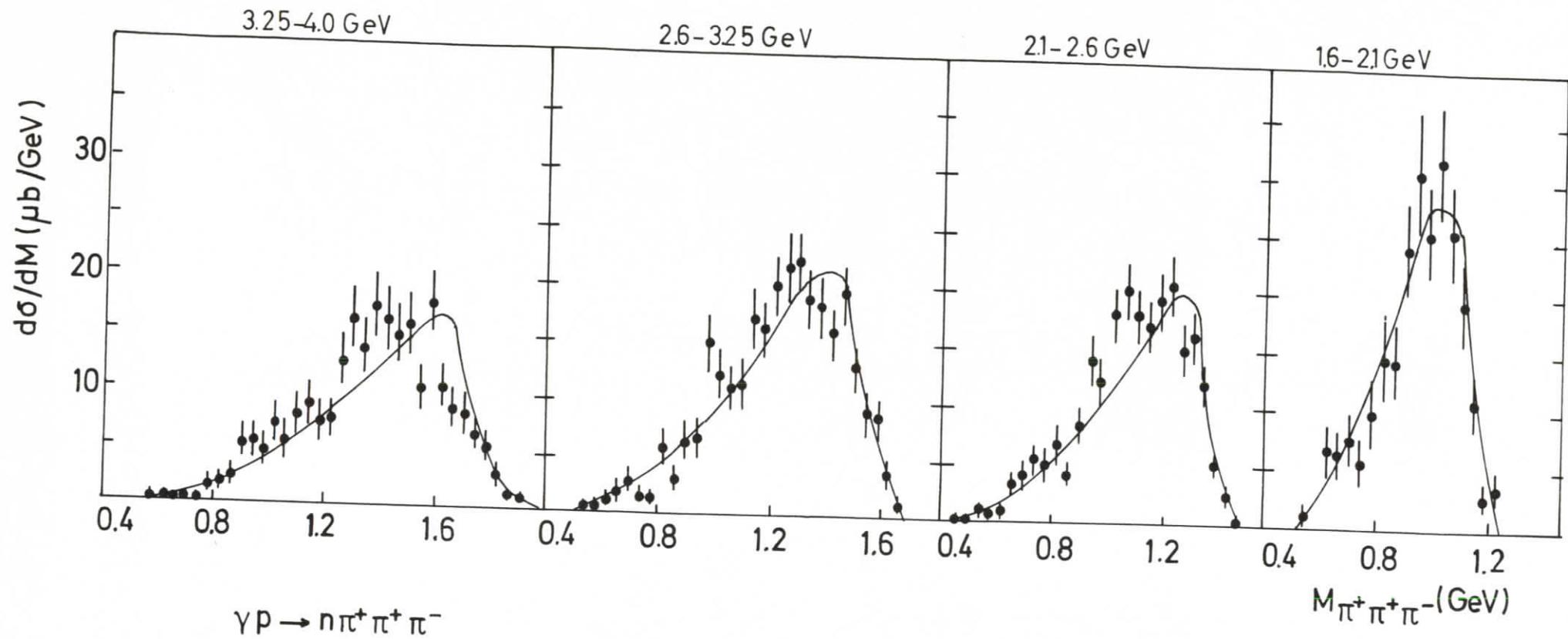
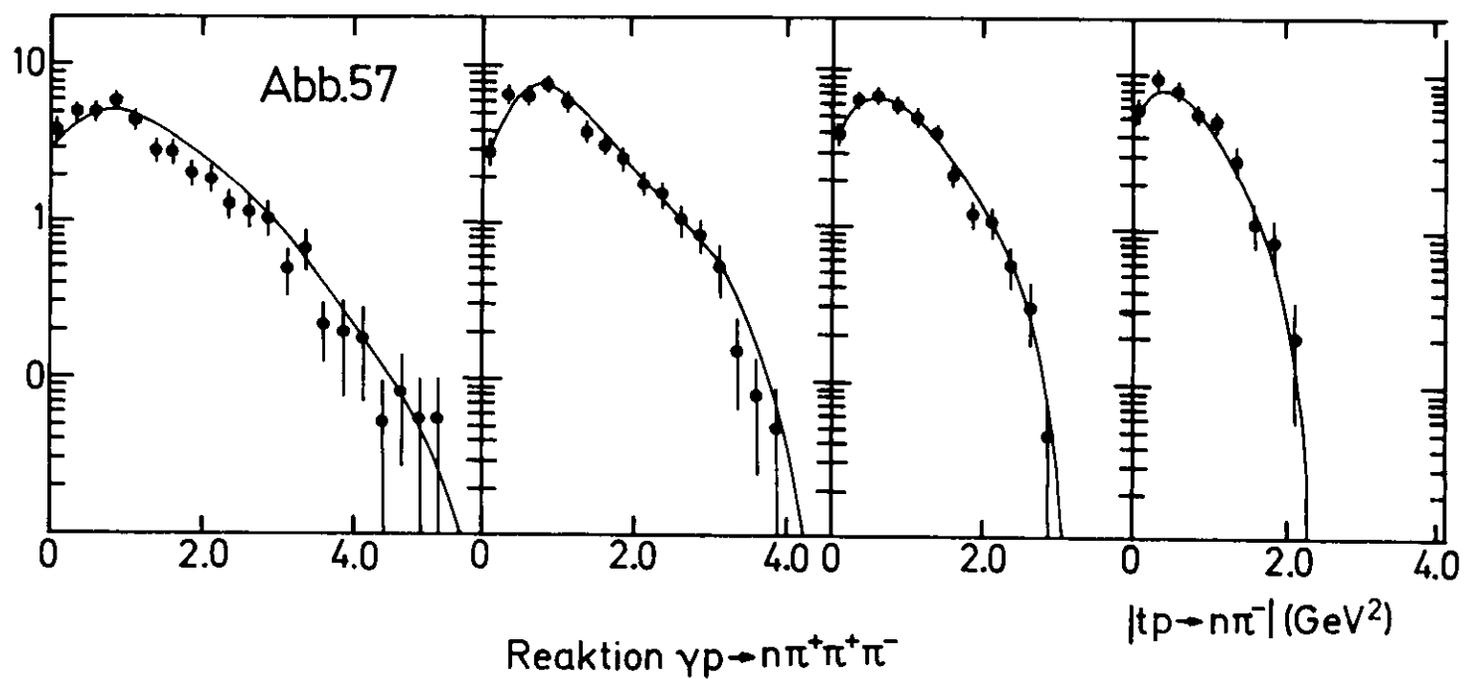
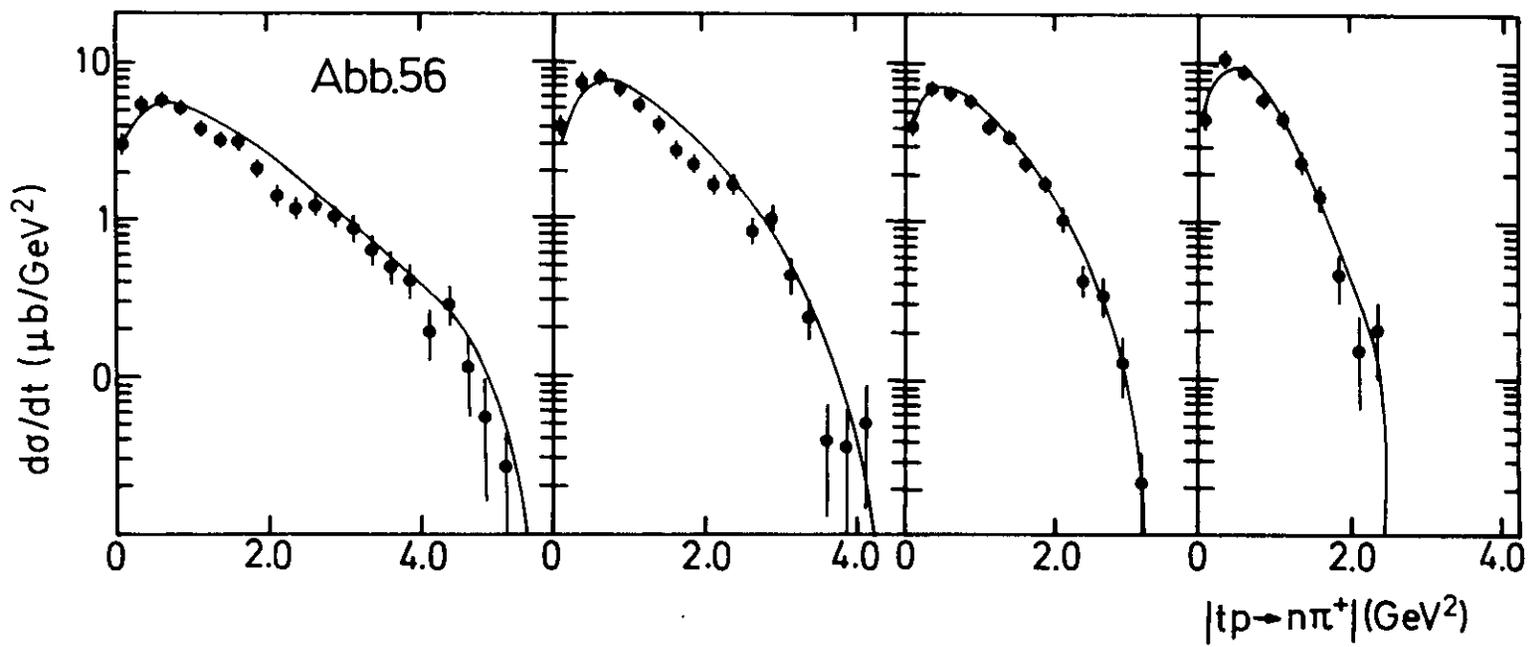
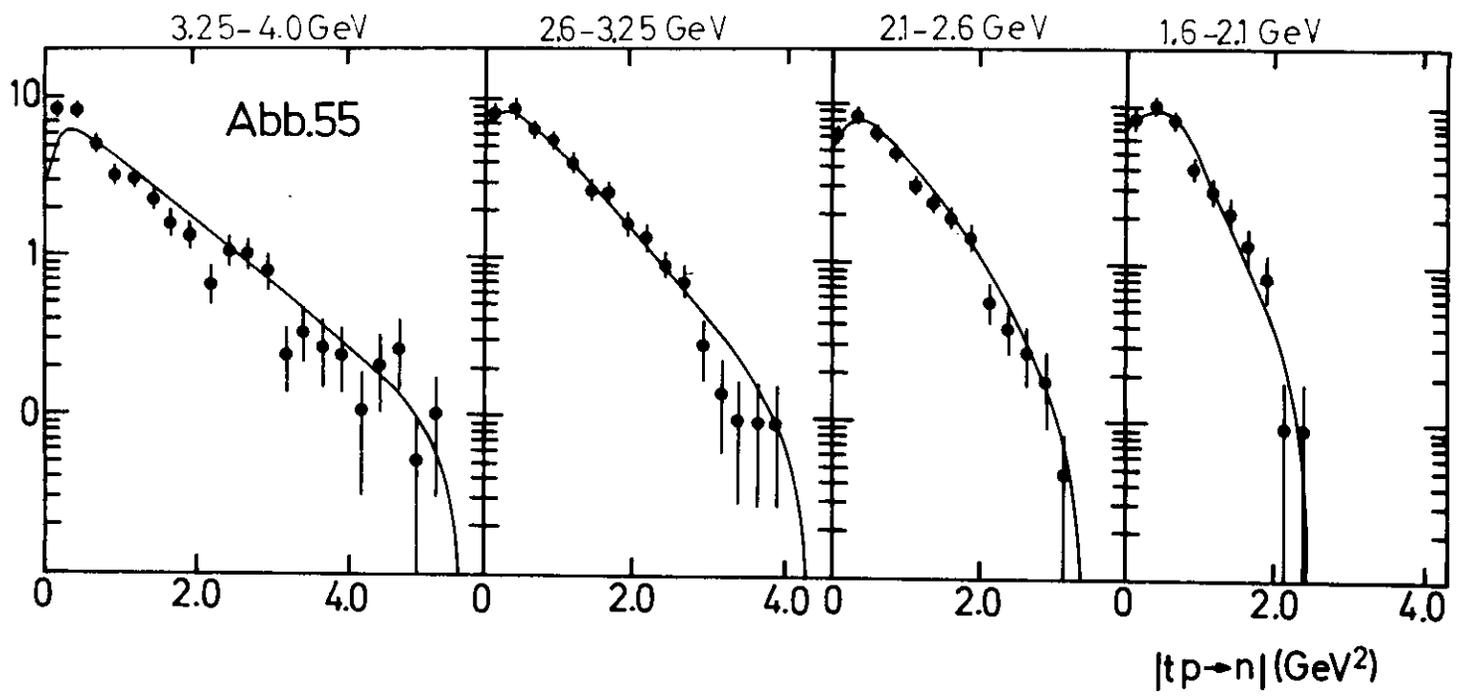


Abb.54



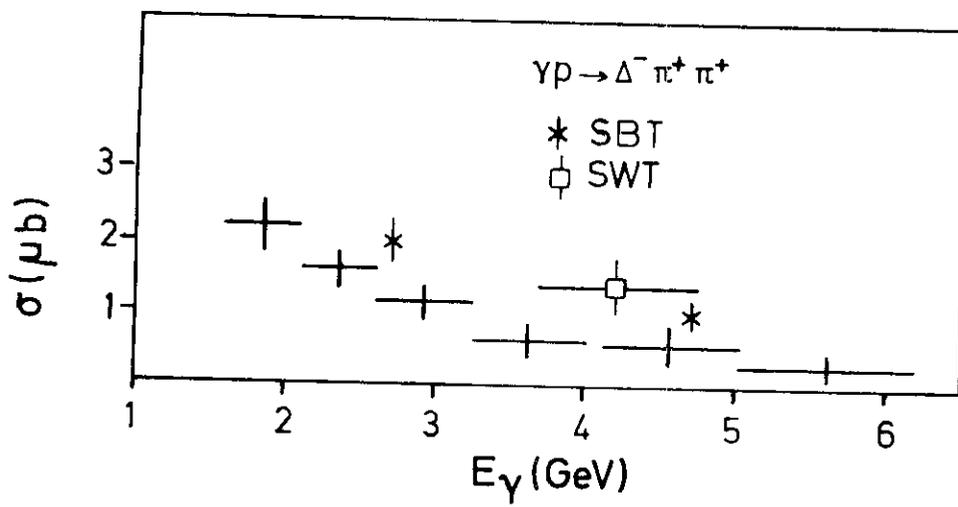
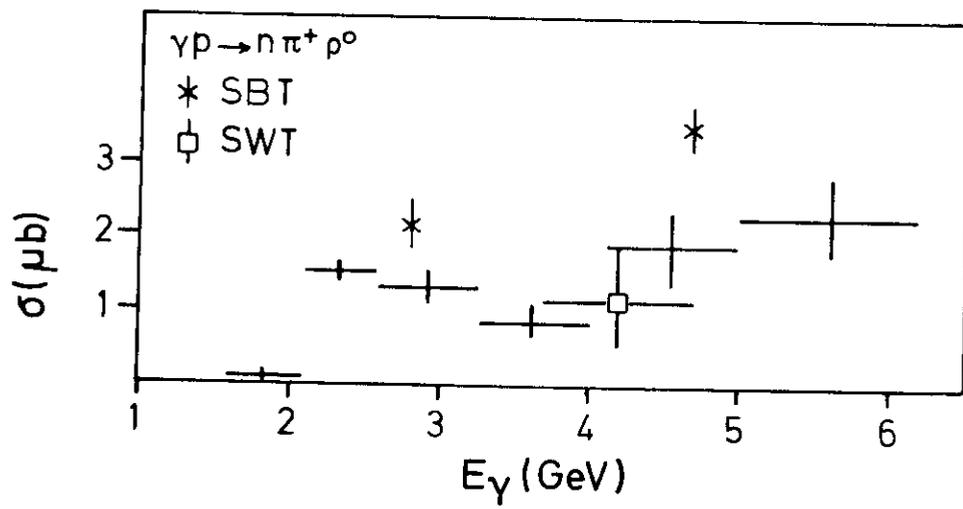


Abb.58

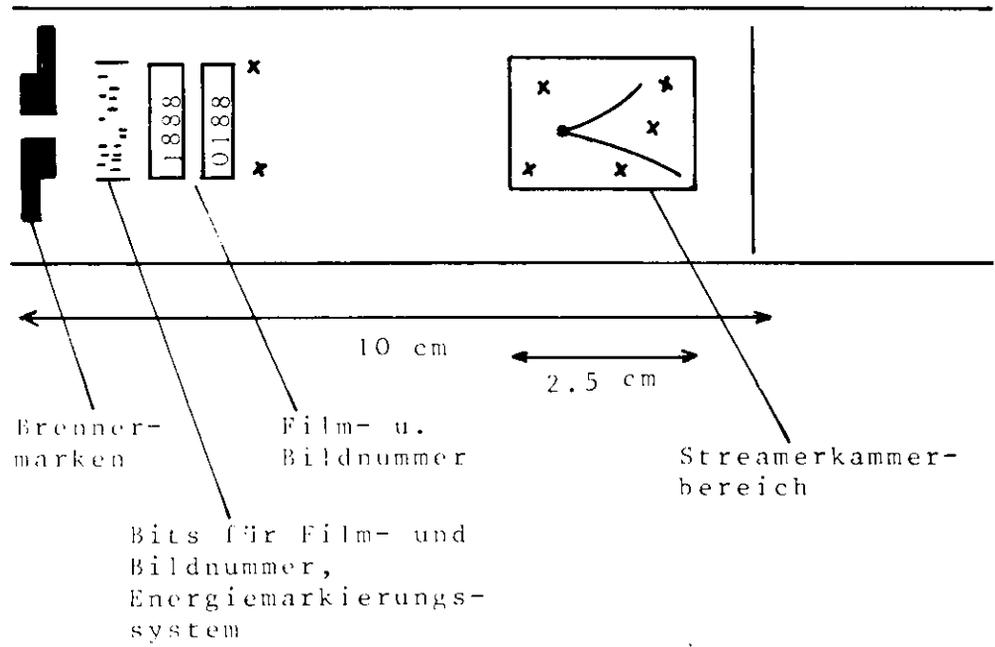
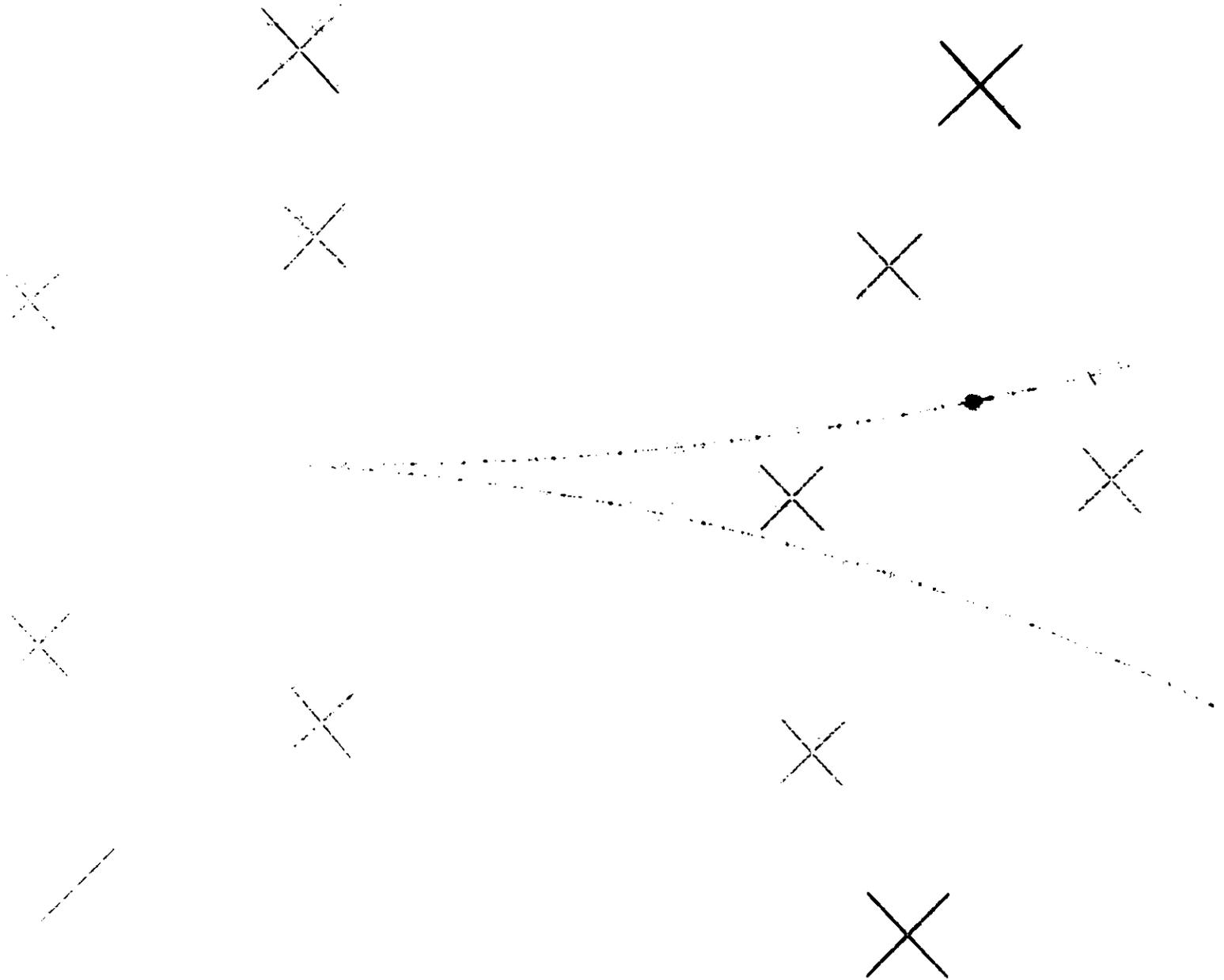


Abb.59

Abb.60



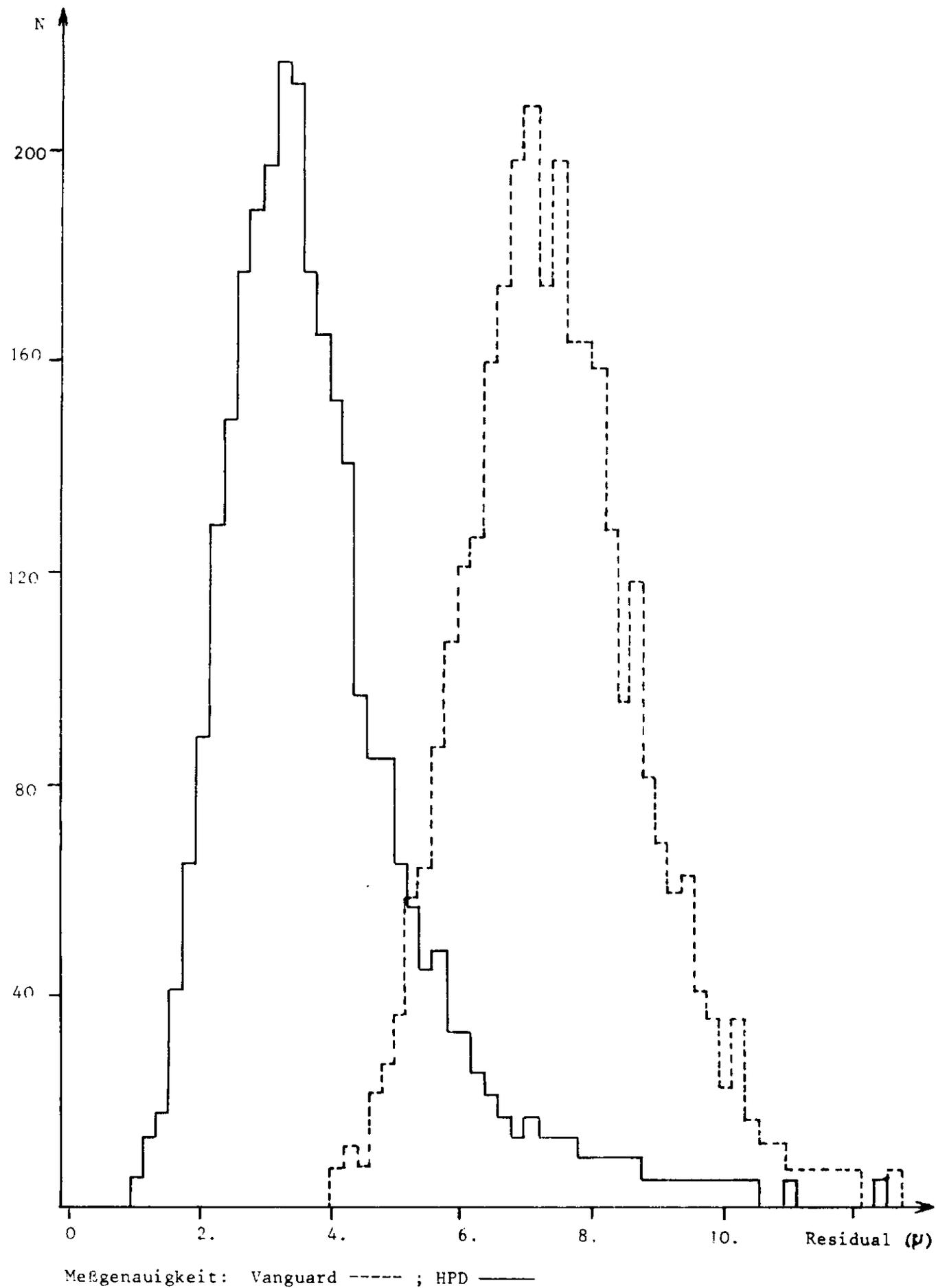
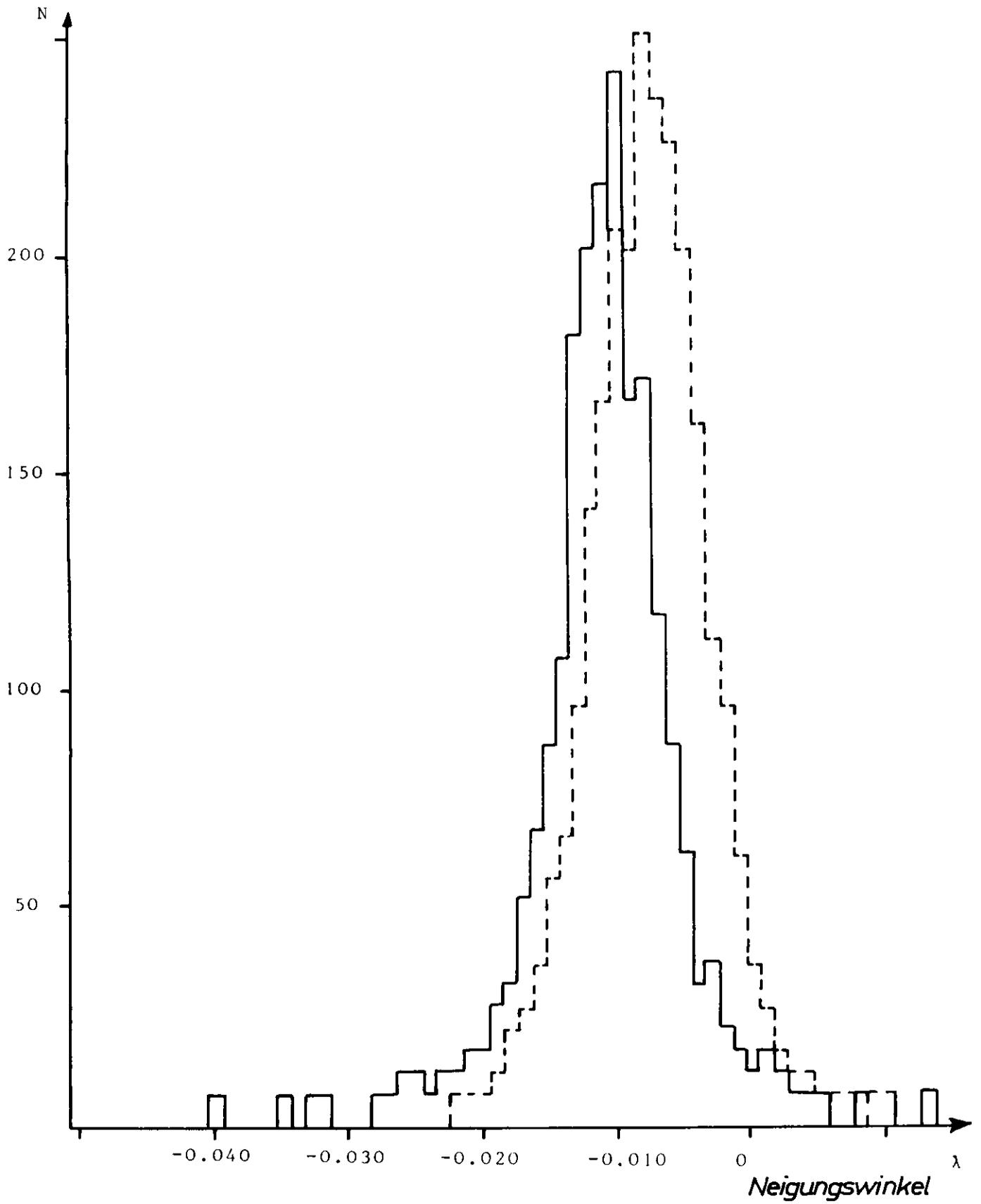
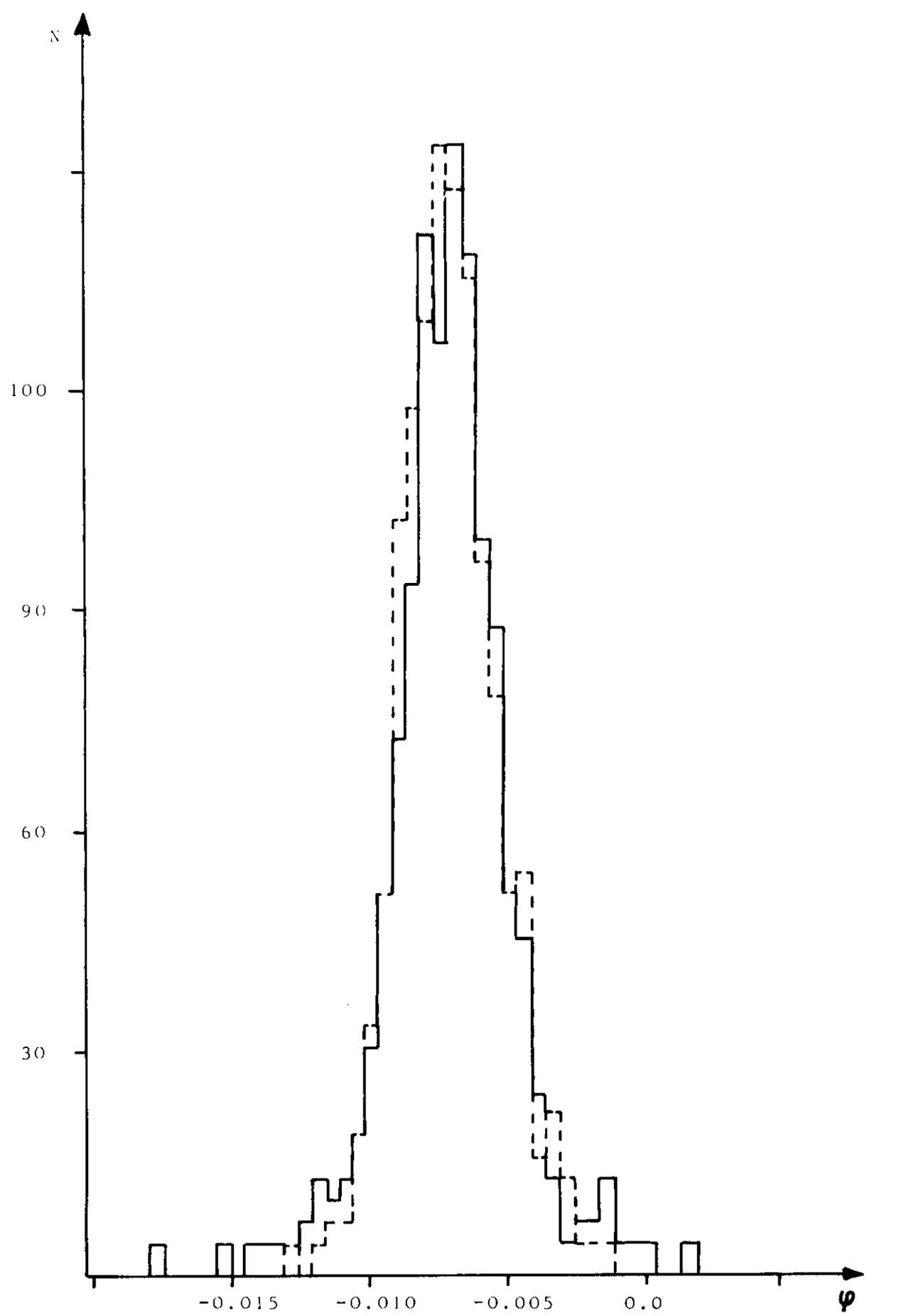


Abb.61



λ --- Vanguard
 — HPD

Abb.62



ψ --- Vanguard
 — HPD
 Projektionswinkel
 Abb.63

Lebenslauf

Ich wurde am 9.4.1945 als Sohn des Dipl. Ingenieurs Friedrich Notz und der Sängerin Gisela Notz in Urach/Württemberg geboren.

1951 - 1956 Besuch der 8. Grundschule in Berlin

1956 - 1959 Besuch des Gymnasiums in Berlin (Ruckertschule)

1959 - 1964 Besuch des Gymnasiums für Jungen St. Georg in Hamburg

März 1964 Abitur

1964 - 1969 Studium der Physik an der Universität Hamburg

Juli 1969 Diplom in Physik

Seit Sept. 1969 bei DESY als wissenschaftlicher Mitarbeiter tätig

Ich bin seit 1969 verheiratet und habe zwei Kinder im Alter von 1 und 3 Jahren.